



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE – 6646 – TDI / 623**

## **MANUTENÇÃO DA CIRCULAÇÃO ATMOSFÉRICA SOBRE A AMÉRICA DO SUL**

Marley Cavalcante de Lima

Tese de Doutorado em Meteorologia, orientada pelo Dr. Vadlamudi Brahmananda Rao,  
aprovada em abril de 1996.

INPE  
São José dos Campos  
1996

551.513(8)

LIMA, M. C.

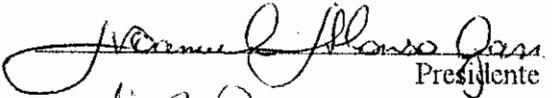
Manutenção da circulação atmosférica  
sobre a América do Sul / M. C. Lima. -  
São José dos Campos: INPE, 1996.

222 p. - (INPE-6646-TDI/623)

1. Circulação atmosférica. 2. Manutenção da circulação. 3. Balanço de energia. 4. América do Sul. I. Título.

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

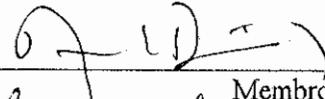
Dr. Manoel Alonso Gan

  
Presidente

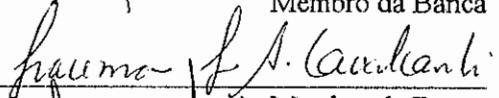
Dr. Vadlamudi Brahmananda Rao

  
Orientador

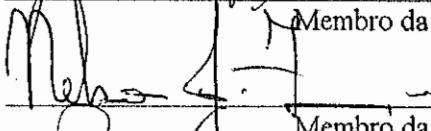
Dr. Antonio Divino Moura

  
Membro da Banca

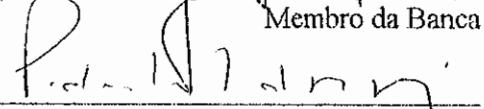
Dra. Iracema Fonseca de Albuquerque Cavalcanti

  
Membro da Banca

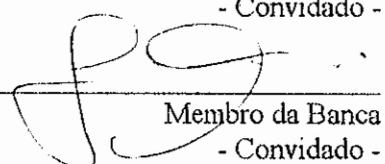
Dr. Nelson Jesus Ferreira

  
Membro da Banca

Dr. Pedro Leite da Silva Dias

  
Membro da Banca  
- Convidado -

Dr. Tércio Ambrizzi

  
Membro da Banca  
- Convidado -

Candidata: Marley Cavalcante de Lima

São José dos Campos, 08 de abril de 1996



## AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Vadlamudi Brahmananda Rao pela orientação segura e pelos laços de amizade que formamos.

Ao Dr. Carlos A. Nobre, pelo apoio eficiente durante o Mestrado e o Doutorado.

Ao Dr. J. P. Bonatti e ao Dr. Paulo Nobre, pelas discussões sobre a utilização das subrotinas do MCG/COLA e sobre a utilização das rotinas gráficas do GRADS, respectivamente.

À Equipe do Suporte do CPTEC (Vanderlei, Leandro, Simone), da Operação, dos Técnicos, à bibliotecária Deicy, e aos pesquisadores da Meteorologia/CPTEC, pela colaboração nas diversas fases desse trabalho.

Ao pessoal da gráfica do INPE/ São José dos Campos, especialmente ao Sr. Nicolau, pela atenção e paciência na etapa de impressão desta Tese.

Aos amigos, Ney, Angélica, Mantovani, Cláudia Robbi, Gerard, Álvaro e Rosa Marques, pelo "suporte" na etapa de impressão da Tese.

À banca examinadora, pelas discussões e sugestões.

Ao Prof. Dr. Giorgio Moscati, pela revisão cuidadosa da linguagem.

Ao INPE pelos recursos fornecidos. Ao CNPq e à FAPESP pela concessão de bolsas de estudo.

À todos que contribuíram para a elaboração desse trabalho, e que não estão aqui citados.



Aos meus pais ERALDO e MARLENE  
Pelo apoio e os valores que me passaram  
e que me foram fundamentais durante a jornada  
com amor **OFEREÇO**

Aos meus sogros GIORGIO e IVA MOSCATI  
pelos fortes laços de amizade que construímos,  
pelo carinho, incentivo e apoio constantes  
com carinho **DEDICO**

Aos meus irmãos DERALDO, JÁMERSON, ÉRICA e TÁGORE,  
Às sobrinhas TAINÁ, MAYARA e TÁGORE JR,  
Aos cunhados SANDRA e JOSÉ SAUL  
E às vovós MARIA DOS ANJOS, MÍRIAN e MIRANDA  
**OFEREÇO**

#### **HOMENAGEM PÓSTUMA**

Aos meus avós JOSÉ IZIANO, GENUÍNO e JÚLIA, pela sabedoria



Ao meu esposo NEY RICARDO MOSCATI  
Que com seu amor, companheirismo e incentivo,  
Proporcionou-me a estabilidade necessária para seguir,  
sempre, em frente  
Com amor e admiração **DEDICO**



THE MAINTENANCE OF THE ATMOSPHERIC CIRCULATION OVER THE  
SOUTH AMERICA

ABSTRACT

The maintenance of summer atmospheric circulation over South America is studied from the point of view of balance of vorticity and kinetic energy. Five years of daily global NMC data (1 Nov. 1985- 31 Jan. 1991) at 12 UTC are used. The balance of vorticity including the transients was not well defined. The balance of kinetic energy showed that the energy cycle over South America during the summer is: EPD for  $K_\chi$ , through the term  $-\chi \nabla^2 \phi$  and,  $K_\chi$  for  $K_\psi$  mainly through the term  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$ . An examination of the periodicities in the energy parameters show several oscillations annual cycle, 30-60 days oscillations, and show short period oscillations suggesting the presence of transients. Over South America the interactions between seasonal and intraseasonal variations are dominant over. The local kinetic energy balance showed the role of the transients in the region of through over South Atlantic. Over Bolivian High the interaction between seasonal and intraseasonal variations are important. Large interactions occur near the region of South Atlantic Convergence Zone (ZCAS).



## RESUMO

A manutenção da circulação atmosférica no verão sobre a América do Sul é estudada do ponto de vista dos balanços de vorticidade e de energia cinética. Considerou-se 5 anos de dados analisados diários (1 nov. 1985 - 31 jan. 1991), globais, obtidos do NMC, as 12 UTC. O balanço de vorticidade incluindo os transientes não foi muito definido. O balanço de energia cinética mostrou que o ciclo de energia sobre a América do Sul, no verão, se dá da seguinte forma: EPD para  $K_\chi$ , através do termo  $-\chi \nabla^2 \phi$  e, de  $K_\chi$  para  $K_\psi$ , principalmente através do termo de interação  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$ . O estudo de periodicidades nos parâmetros de energia cinética mostrou vários tipos de oscilações: o ciclo anual, de 30-60 dias e oscilações de curto período, sugerindo a presença de transientes. Na América do Sul, as interações entre as escalas sazonal e intrasazonal foram mais dominantes. A energia cinética local mostrou o papel dos transientes na região do Cavado sobre o Atlântico Sul e das interações sazonais e intrasazonais na região da Alta da Bolívia. Maiores interações ocorreram próximo ou na região das Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS).



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS .....	xvii
LISTA DE TABELAS .....	xxi
LISTA DE SÍMBOLOS .....	xxiii
LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS .....	xxix
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u> .....	1
1.1 - Considerações Gerais .....	1
1.2 - Objetivos .....	12
1.3 - Estrutura do Trabalho .....	15
<u>CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</u> .....	17
2.1 - Balanço de vorticidade .....	17
2.2 - Balanço de Energia Cinética.....	25
2.2.1 - Periodicidades nos Parâmetros de Energia ...	34
2.2.2 - Interação entre Escalas Temporais .....	36
<u>CAPÍTULO 3 - DADOS E METODOLOGIA</u> .....	49
3.1 - Dados Utilizados .....	49
3.2 - Balanço de Vorticidade .....	54
3.3 - Balanço de Energia Cinética .....	61
3.4 - Periodicidades nos Parâmetros de Energia .....	74
3.5 - Interação entre Escalas Temporais .....	77

<u>CAPÍTULO 4 - RESULTADOS E DISCUSSÕES</u> .....	83
4.1 - Balanço de Vorticidade .....	83
4.2 - Balanço de Energia Cinética .....	92
4.2.1 - Estudo de Casos .....	112
4.3 - Periodicidades dominantes nos Parâmetros de Energia .....	120
4.4 - Interação entre Escalas Temporais .....	126
<u>CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS</u> .....	145
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	153
APÊNDICE A - CÁLCULO DO MOVIMENTO VERTICAL .....	173
APÊNDICE B - DOCUMENTAÇÃO SOBRE AS SUBROTINAS DO MODELO ESPECTRAL USADO NO CENTER FOR OCEAN-LAND-ATMOSPHERE STUDIES (COLA) ..	177
APÊNDICE C - PROGRAMAS UTILIZADOS NA ANÁLISE ESTATÍSTICA DAS SÉRIES TEMPORAIS DOS TERMOS DE ENERGIA .....	179

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Distribuição espacial da precipitação sobre o Brasil tropical nas estações: a) verão (DJF); b) inverno (JJA), dadas em mm .....	2
1.2 - Linhas de corrente representando o escoamento atmosférico médio para janeiro (verão) em a) 850 hPa e b) 250 hPa e, para julho (inverno) em c) 850 hPa e em d) 250 hPa .....	5
1.3 - Localização geográfica da área de estudo (10° N-60° S; 90° W-30° W), destacando-se os domínios tropical (10° N-30° S; 90° W-30° W) e extratropical (30° S-60° S; 90° W-30° W) da América do Sul .....	13
2.1 - Seção transversal meridional dos ventos zonais ( $\text{ms}^{-1}$ ) mediados longitudinalmente, para: a) DJF, b) JJA. Médias para o período de 1980-1987 ....	18
2.2 - Distribuição de $K_\psi$ e de $K_\chi$ em diferentes bandas latitudinais obtidas de resultados de: a) modelo e b) dados observacionais, dadas em $10^5 \text{Jm}^{-2}$ , c) perfis verticais médios de $K_\psi$ e de $K_\chi$ no verão do HN, dados em $10^3 \text{Jm}^{-2}\text{cb}^{-1}$ .....	29
2.3 - a) Variação temporal de energia cinética ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) de $K_\chi$ e de $K_\psi$ para 850 hPa, 700 hPa e 200 hPa, b) variação temporal dos termos de conversão entre $K_\chi$ e $K_\psi$ ( $\text{m}^2\text{s}^{-3}$ ), sobre o domínio de 50° E-70° E, 20° N-4° S, em 850 hPa ...	32

2.4 - Esquema ilustrativo da circulação de Hadley-Walker destacando as principais zonas convectivas tropicais .....	37
2.5 - Domínio dos principais sistemas monçônicos da atmosfera durante o: a) verão do HN, b) inverno do HN, representado pela área retangular pontilhada .....	38
2.6 - representação esquemática da hierarquia de variabilidade na região do cavado equatorial sobre o setor do Oceano Índico-Pacífico oeste ...	40
3.1 - Principais mudanças no Sistema de Assimilação de Dados Globais do NMC, como uma função do tempo .....	53
3.2 - Região limitada ( $5^{\circ}$ S- $30^{\circ}$ S; $85^{\circ}$ W- $15^{\circ}$ W), representada pela área hachurada, para análise dos perfis verticais nas regiões da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul. Os pontos de grade são espaçados de $5^{\circ}$ .....	60
3.3 - Diagrama esquemático mostrando o ciclo de energia nas componentes divergente e rotacional, para um domínio regional .....	69
3.4 - Função resposta do filtro recursivo passa banda Butterworth de 4ª ordem na banda de 30-40 dias ..	76
3.5 - Função resposta dos filtros médias corridas de 7 dias e de 91 dias, dadas em ciclos $\text{dia}^{-1}$ .....	78
4.1 - Diagramas esquemáticos para: a) divergência em 200 hPa, b) movimento vertical em toda coluna troposférica, na área entre $15^{\circ}$ W e $85^{\circ}$ W e entre $5^{\circ}$ S e $30^{\circ}$ S .....	84
4.2 - Variação no tempo das energias cinéticas ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) no nível de 850 hPa, médias nos domínios tropical: a) KBAR, b) $K_{\psi}$ , c) $K_{\chi}$ e extratropical: d) KBAR, e) $K_{\psi}$ , f) $K_{\chi}$ .....	95

4.3 - Variação no tempo das energias cinéticas ( $m^2s^{-2}$ ) no nível de 200 hPa, médias nos domínios tropical: a) KBAR, b) $K_\psi$ , c) $K_\chi$ e extratropical: d) KBAR, e) $K_\psi$ , f) $K_\chi$ .....	97
4.4 - Variação no tempo dos termos de conversão de energia ( $\times 10^{-6} m^2s^{-3}$ ) para a área 2: a) $f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$ , b) $\nabla^2\psi \nabla\psi \cdot \nabla\chi$ , c) $\nabla^2\chi ((\nabla\psi)^2 / 2)$ , d) $\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial t})$ , e) $-\chi \nabla^2\phi$ e para a área 3: f) $f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$ , g) $\nabla^2\psi \nabla\psi \cdot \nabla\chi$ , h) $\nabla^2\chi ((\nabla\psi)^2 / 2)$ , i) $\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial t})$ , j) $-\chi \nabla^2\phi$ .....	101
4.5 - Campos espaciais mensais médios de 5 anos (desde novembro até fevereiro) para: a) $f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$ ( $\times 10^{-6} m^2s^{-3}$ ), b) $\psi$ em 200 hPa ( $\times 10^6 m^2s^{-1}$ ), c) $\chi$ em 200 hPa ( $\times 10^6 m^2s^{-1}$ ) .....	115
4.6 - Campos espaciais mensais (desde novembro de 1986 até fevereiro de 1987) para: a) $f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$ ( $\times 10^{-6} m^2s^{-3}$ ), b) $\psi$ em 200 hPa ( $\times 10^6 m^2s^{-1}$ ), c) $\chi$ em 200 hPa ( $\times 10^6 m^2s^{-1}$ ) .....	117
4.7 - Campos espaciais mensais (desde novembro de 1988 até fevereiro de 1989) para: a) $f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$ ( $\times 10^{-6} m^2s^{-3}$ ), b) $\psi$ em 200 hPa ( $\times 10^6 m^2s^{-1}$ ), c) $\chi$ em 200 hPa ( $\times 10^6 m^2s^{-1}$ ) .....	119
4.8 - Campos espaciais de altura geopotencial em 200 hPa para as componentes sazonal (a e d), intrasazonal (b e e) e de alta frequência (c e f), para os verões de DJF de 1986-87 e DJF 1988-89, respectivamente. Os valores são expressos em metros.....	127

- 4.9 - Campos espaciais de energia cinética em 200 hPa para as componentes sazonal (a e d), intrasazonal (b e e) e de alta frequência (c e f), para os verões de DJF de 1986-87 e DJF 1988-89, respectivamente. Os valores são expressos em  $m^2s^{-2}$  .. 132
- 4.10 - Campos espaciais dos termos de interação entre escalas temporais  $\overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}}$ ,  $\overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1}}$ ,  $\overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2}}$ ,  $\overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}}$ , em 200 hPa, para os verões de DJF de 1986-87 (a, b, c e d, respectivamente) e DJF 1988-89 (e, f, g e h, respectivamente). Os valores são expressos em  $m^2s^{-3}$  ..... 136
- 4.11 - Campos espaciais dos termos de interação entre escalas temporais  $-\overline{\vec{V}_1 \cdot \nabla \phi_1}$ ,  $\overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{F}_1}$ , e soma dos termos advectivos  $(\overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}} + \overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1}} + \overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2}} + \overline{\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}})$ , em 200 hPa, para os verões de DJF de 1986-87 (a, b e c, respectivamente) e DJF de 1988-89 (d, e e f, respectivamente). Os valores são expressos em  $m^2s^{-3}$  ..... 140
- A.1 - Grade esquemática utilizada para suavização do campo divergente horizontal. Os índices i, j representam uma latitude e uma longitude arbitrárias, respectivamente ..... 174

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 - Sinal dos termos de advecção de vorticidade absoluta e divergente na região da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul (ordens de grandeza de $10^{-11} \text{ s}^{-2}$ ) .....	88
4.2 - Sinal dos termos de advecção de vorticidade absoluta, divergente e transiente, na região da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul (ordens de grandeza de $10^{-11} \text{ s}^{-2}$ ) ....	90
4.3 - Valores médios das energias cinéticas KBAR, $K_\psi$ e $K_\chi$ ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ) nas áreas 2 e 3, nos níveis de 850 hPa e 200 hPa, para as estações verão e inverno .....	92
4.4 - Valores dos termos de conversões de energia para os verões, para as áreas 2 e 3. Os valores são multiplicados por $10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ .....	107
4.5 - Valores dos termos de conversões de energia para os invernos, para as áreas 2 e 3. Os valores são multiplicados por $10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ .....	111
4.6 - Periodicidades dominantes nos parâmetros de energia na área 2, para verões e invernos. Valores expressos em dias .....	121
4.7 - Periodicidades dominantes nos parâmetros de energia na área 3, para verões e invernos. Valores expressos em dias .....	124
4.8 - Contribuição dos termos na equação de balanço de energia cinética local para os verões de 1986-87 e 1988-89 .....	143



## LISTA DE SÍMBOLOS

a	- raio médio da terra, $a = 6,37 \times 10^6 \text{ m}$
$\vec{A}, \vec{B}$	- vetores genéricos A e B, respectivamente
$\vec{B}_\chi, \vec{B}_\psi$	- componente divergente e rotacional dos fluxos, nos contornos, respectivamente
$C(EPD, K_\chi)$	- conversão de energia entre EPD e $K_\psi$
$C(K_\chi, K_\psi)$	- conversão de energia entre $K_\chi$ e $K_\psi$ ,
$c_p$	- calor específico à pressão constante, $c_p = 1004 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
D	- Divergência horizontal, $\text{s}^{-1}$
$D_s$	- Divergência suavizada, $\text{s}^{-1}$
$D_\chi, D_\psi$	- dissipação de energia cinética divergente e rotacio-nal, res- pectivamente, $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
f	- parâmetro de Coriolis, $f = 2\Omega \text{sen} \varphi, \text{ s}^{-1}$
$\vec{F}$	- força dissipativa (por unidade de massa), $\text{ms}^{-2}$
$\vec{F}_\chi, \vec{F}_\psi$	- componentes divergente e rotacional das forças dissipativas (por unidade de massa), respectivamente
G	- aceleração da gravidade, $g = 9,8 \text{ ms}^{-2}$
h, t	- funções escalares genéricas

$\dot{H}$	-	Aquecimento radiativo, $J kg^{-1} s^{-1}$
I	-	energia interna, $m^2 s^{-2}$
J	-	Jacobiano, dado por $J(h,t) = \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial t}{\partial y} - \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial t}{\partial x}$
$\hat{k}$	-	vetor unitário, com direção vertical
K	-	energia cinética, $m^2 s^{-2}$
KBAR	-	energia cinética zonal, $m^2 s^{-2}$
$K_\psi$	-	componente rotacional da energia cinética, $m^2 s^{-2}$
$K_\chi$	-	componente divergente da energia cinética, $m^2 s^{-2}$
$K_0, K_1, K_2$	-	energias cinéticas nas componentes sazonal, intrazonal e de alta frequência, respectivamente
$L_n \{ \xi \} = \xi_n$	-	operador linear com $n=0,1,2$ aplicado na equação de movimento horizontal para estudar a interação entre escalas temporais, tal que:  componente sazonal: $L_0 \{ \xi \} \equiv \tilde{\xi} = \xi_0$ componente intrazonal: $L_1 \{ \xi \} \equiv \hat{\xi} - \tilde{\xi} = \xi_1$ componente de alta frequência: $L_2 \{ \xi \} \equiv \xi - \hat{\xi} = \xi_2$
P	-	energia potencial, $m^2 s^{-2}$
P	-	Pressão, hPa

$\Delta P_{total}$	- diferença de pressão total na coluna atmosférica, hPa
$\Delta P_1$	- diferença de pressão entre dois níveis, corrigida, hPa
$r_1, r_2, r_3$	- coeficientes de correlação
$R$	- constante do gás para o ar seco, $R = 287,04 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
$T$	- Temperatura, K
$\bar{u}, \bar{v}$	- componentes zonal e meridional do campo de vento horizontal, respectivamente, dadas em valores diários, $\text{ms}^{-1}$
$\bar{u}_\psi, \bar{v}_\psi$	- componentes zonal e meridional do campo de vento rotacional, respectivamente
$\bar{u}_x, \bar{v}_x$	- componentes zonal e meridional do campo de vento divergente, respectivamente, $\text{ms}^{-1}$
$\bar{u}', \bar{v}'$	- desvios das componentes zonal e meridional do campo de vento horizontal da média de 5 anos, $\text{ms}^{-1}$
$\bar{\bar{u}}, \bar{\bar{v}}$	- componentes zonal e meridional do campo de vento horizontal médias de 5 verões, $\text{ms}^{-1}$
$\bar{u}_0, \bar{u}_1, \bar{u}_2$	- Componente zonal do vento horizontal nas escalas sazonal, intrasazonal e de alta frequência, respectivamente, $\text{ms}^{-1}$
$\bar{v}_0, \bar{v}_1, \bar{v}_2$	- componente meridional do vento horizontal nas escalas sazonal, intrasazonal e de alta frequência, respectivamente

$\vec{V}_H$	-	Vetor vento horizontal, $ms^{-1}$
$\vec{V}_\psi, \vec{V}_\chi$	-	Partes rotacional e divergente do campo de vento horizontal, respectivamente, $ms^{-1}$
$z$	-	Altura geopotencial, m
$z_0, z_1, z_2$	-	Altura geopotencial nas escalas sazonal, intrasazonal e de alta freqüência, respectivamente, m
$\alpha$	-	volume específico do ar, $m^3 kg^{-1}$
$\beta$	-	parâmetro Beta, $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ , $m^{-1} s^{-1}$
$\phi$	-	Geopotencial, $\phi = gz$ , $m^2 s^{-2}$
$\lambda^2 \equiv \frac{f^2}{\sigma \Delta p^2}$	-	raio de deformação de Rossby
$\lambda, \phi, p$	-	Coordenadas esféricas, latitude, longitude e níveis de pressão, respectivamente
$\theta$	-	temperatura potencial, K
$\sigma$	-	parâmetro de estabilidade estática, $\sigma = -\alpha \frac{\partial \theta}{\partial p}$ , $kg^{-2} Km^4 s^{-2}$
$\omega$	-	componente vertical do vento, $hPa s^{-1}$
$\xi$	-	Variável meteorológica $\xi = u, v, z, T$
$\psi, \chi$	-	função de corrente e velocidade potencial, respectivamente, $m^2 s^{-1}$
$\zeta$	-	Vorticidade, $s^{-1}$
$\Omega$	-	velocidade angular de rotação da Terra, $\Omega = 7,29 \times 10^{-5} rad s^{-1}$

## Índices Inferiores

i, j, k	- índices representativos da longitude, latitude e nível de pressão, respectivamente
0, 1, 2	- índices representativos das escalas sazonal, intrasazonal e de alta frequência, respectivamente
[ ]	- média zonal
*	- desvio da média zonal
—	- média no tempo
`	- desvio da média no tempo
=	- média na horizontal e na vertical
-s	- média de 91 dias
^	- média corrida de 7 dias
~	- média corrida de 91 dias



## LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

ASPS	- Anticiclone Subtropical do Pacífico Sul
ASAS	- Anticiclone Subtropical do Atlântico Sul
COLA	- Center for Ocean-Land Atmospheric
CPTEC	- Centro de Previsão e Estudos Climáticos
DJF, JJA	- Dezembro-janeiro-fevereiro, junho-julho-agosto
NDJF, MJJA	- novembro-dezembro-janeiro-fevereiro, maio-junho-julho-agosto
ECMWF	- European Center Meteorological Weather Forecast
ENOS	- fenômeno El Nino-Oscilação do Sul
EEOF	- Funções Ortogonais Empíricas Extendidas
EOF	- Funções Ortogonais Empíricas
EPD	- Energia Potencial Disponível ( $m^2s^{-2}$ )
FFT	- Transformada rápida de Fourier
FFGE	- First GARP (Global Atmospheric Research Program) Global Experiment
HN	- Hemisfério Norte
HS	- Hemisfério Sul
IC	- Intervalos de isolinhas
INMM	- Inicialização por modos normais
IO	- Interpolação Ótima
MCIDAS	- Man-Computer Interactive Data Access System
NCAR	- National Center for Atmospheric Research
NEB	- Nordeste do Brasil
NESS	- National Environmental Satellite Data and Information Service
NMC	- National Meteorological Center
NW-SE	- noroeste-sudeste
OMJ	- Oscilação de Madden-Julian ou Oscilação de 30-60 dias
RES	- resíduo
ROL	- radiação de onda longa
R30	- truncamento romboidal em 30 ondas zonais

SGAD - Sistema Global de Assimilação de Dados  
TSM - Temperatura da Superfície do mar  
UTC - "Universal Time Coordinate"  
ZCIT - Zona de Convergência Intertropical  
ZCAS - Zona de Convergência do Atlântico Sul  
ZCPS - Zona de Convergência do Pacífico Sul

## CAPÍTULO 1

### INTRODUÇÃO

#### 1.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

O Continente Sul-americano, no qual o Brasil ocupa mais da metade de sua área, localiza-se quase totalmente dentro do cinturão tropical, o que lhe propicia características climáticas distintas, principalmente no seu regime de chuvas. Na parte tropical da América do Sul, durante o verão, chuvas bastante intensas ocorrem no Brasil Central, com centro de máxima precipitação localizado sobre a Região Amazônica (valores superiores a 10 mm/dia), enquanto que no inverno, o máximo de precipitação localiza-se sobre o extremo noroeste do Continente Sul-americano e sobre o sul da América Central, caracterizando um regime de chuvas mais seco na maior parte do Brasil, nessa estação (Nobre, 1983). Esses resultados também foram observados em outros estudos, como por exemplo, Molion (1987); Horel et al. (1989) e Rao e Hada (1990), os quais descreveram a distribuição espacial dos regimes de precipitação no Brasil. Entretanto, as causas de tal distribuição não são, ainda, bem conhecidas. Uma visão simplista seria a mudança na posição do sol, aliada à efeitos topográficos e à forma do continente.

Uma nova análise da distribuição da precipitação sobre as partes oeste e central da América do Sul tropical foi realizada por Figueroa e Nobre (1990), que procuraram relacionar a variabilidade espacial e temporal da precipitação observadas à aspectos dinâmicos da circulação atmosférica sobre a América do Sul. As Figuras

1.1a e 1.1b, respectivamente, apresentam a distribuição espacial da precipitação sobre o Brasil tropical nas estações verão (dezembro-janeiro-fevereiro (DJF)) e inverno (junho-julho-agosto (JJA)) do Hemisfério Sul (HS).

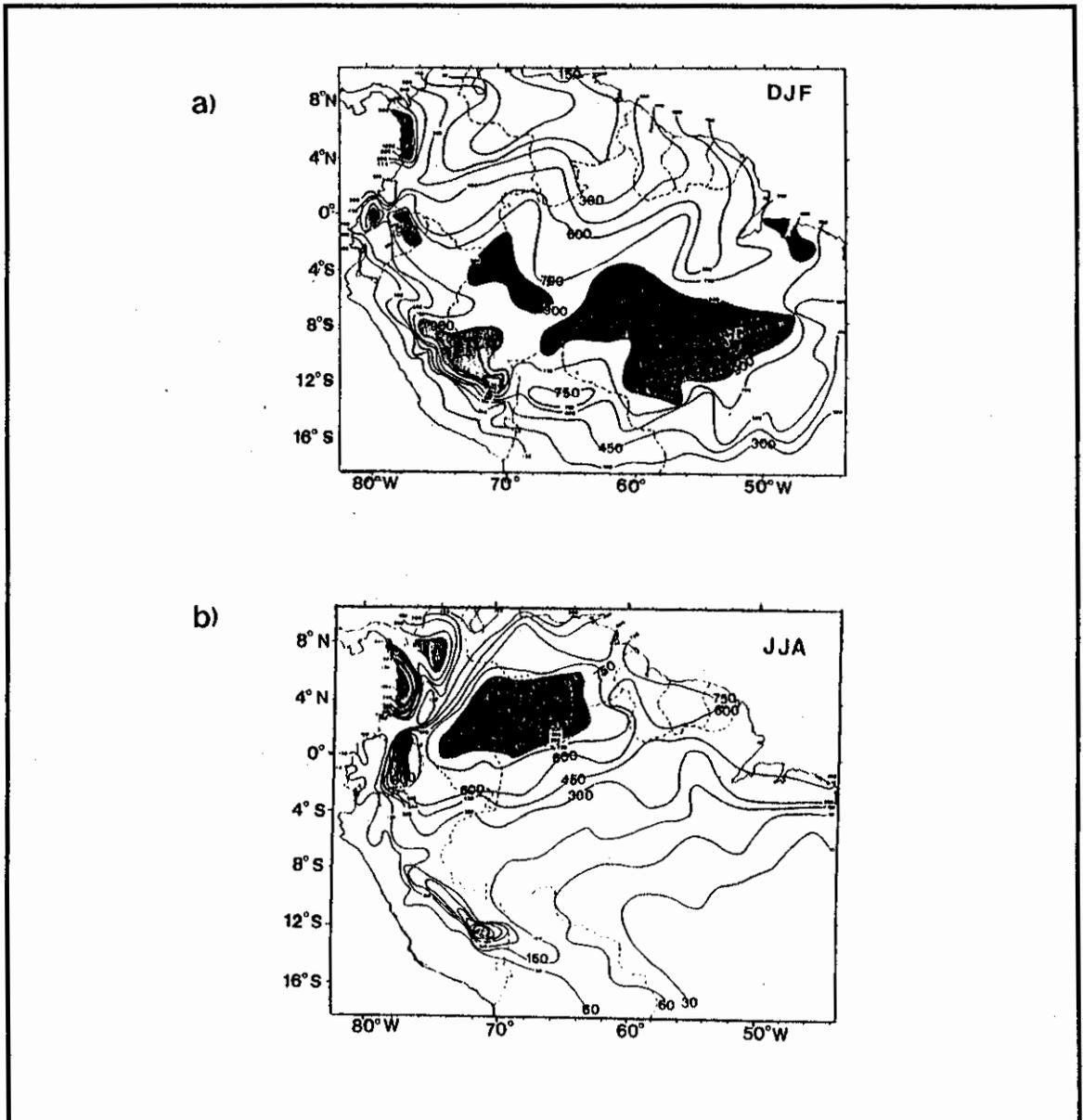


Fig. 1.1 - Distribuição espacial da precipitação sobre o Brasil tropical nas estações: a) verão (DJF), b) inverno (JJA), dadas em mm.

FONTE: Figueroa e Nobre (1990), p. 42-43.

A análise da Figura 1.1a mostra que no verão os centros de máxima precipitação, da ordem de 900 mm, localizam-se no oeste da Amazônia e no Brasil Central, com orientação noroeste-sudeste, a qual coincide com a posição média da Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS). A área de máxima precipitação na direção longitudinal, centrada em  $9^{\circ}$  S,  $58^{\circ}$  W, pode estar relacionada à posição preferencial das bandas convectivas associadas com sistemas frontais e, também, à efeitos topográficos. No inverno (Figura 1.1b), a banda de máxima precipitação está deslocada mais para o norte, apresentando um centro de máxima precipitação da ordem de 1200 mm em aproximadamente  $3^{\circ}$  N,  $66^{\circ}$  W. Outros centros de máxima precipitação localizam-se na parte noroeste da Amazônia. O mecanismo dinâmico causador dos máximos de precipitação no inverno pode estar mais relacionado ao deslocamento da Zona de Convergência Intertropical (ZCIT) sobre ambos os oceanos Atlântico e Pacífico. Nesse trabalho, Figueroa e Nobre (1990) ressaltaram o papel da Cordilheira dos Andes em produzir chuvas no verão, tanto por induzir a formação de regiões com valores mais altos e mais baixos de precipitação em sua encosta devido ao levantamento mecânico dos ventos fluindo na barreira como, também, por criar condições favoráveis para a convergência de umidade em baixos níveis, provocando o aumento de precipitação na região nessa época do ano.

A relação entre a estrutura do campo de precipitação sobre a América do Sul durante o verão e a circulação de grande escala foi estudada por Lenters e Cook (1995). Através de um modelo de circulação geral com truncamento romboidal em 30 ondas (R30), três aspectos foram considerados, individualmente, na geração da estrutura desses campos de precipitação: a continentalidade, a topografia e as Temperaturas da

Superfície do Mar (TSM). Os resultados mostram que a continentalidade é responsável pela maior parte da estrutura desse campo, a topografia introduz o máximo de precipitação orográfica na parte Sul e Central dos Andes e a estrutura longitudinal das TSMs não é uma fonte dominante para a estrutura do campo de precipitação sobre a América do Sul, apesar da posição e da magnitude de alguns dos máximos de precipitação serem modelados pelas TSMs.

A circulação atmosférica sobre a América do Sul modifica-se significativamente da estação de inverno para a de verão, principalmente nos altos níveis (250 hPa), como pode ser visto na Figura 1.2, comparando-se os padrões de circulação troposférica média nessas duas estações, em baixos (850 hPa) e em altos níveis. Em baixos níveis, o padrão do escoamento não muda significativamente entre o verão e o inverno (Figuras 1.2a e 1.2c, respectivamente). No inverno, observa-se o centro do Anticiclone Subtropical do Pacífico Sul (ASPS) ligeiramente deslocado para o equador em relação à sua posição no verão, e o centro do Anticiclone Subtropical do Atlântico Sul (ASAS) mais próximo do continente sul-americano, e localizado mais à leste no verão. Nos altos níveis, no inverno (Figura 1.2d), o padrão do escoamento é zonal, apresentando uma circulação anticiclônica sobre o noroeste da América do Sul, cujo centro posiciona-se em aproximadamente  $5^{\circ}$  S, e a corrente de jato de oeste está bastante intensa, com centro de máxima velocidade da ordem de  $45 \text{ ms}^{-1}$ , localizado sobre a linha de data, entre  $20^{\circ}$  S e  $40^{\circ}$  S. As principais características do escoamento em altos níveis no verão (Figura 1.2b) são: ter um padrão mais ondulatório, apresentar um forte centro anticiclônico sobre a Bolívia (conhecido como Alta da Bolívia) e um cavado a nordeste desse sistema, cujo eixo posiciona-se sobre a costa leste da Região "Nordeste do Brasil" (NEB). No verão, a corrente

de jato subtropical de oeste é mais fraca, apresentando um centro de máxima velocidade da ordem de  $30 \text{ ms}^{-1}$  em  $115^\circ \text{ W}$  e um outro centro de máxima velocidade da ordem de  $35 \text{ ms}^{-1}$ , localizado mais próximo do pólo, em aproximadamente  $42^\circ \text{ S}$ ,  $110^\circ \text{ W}$ .

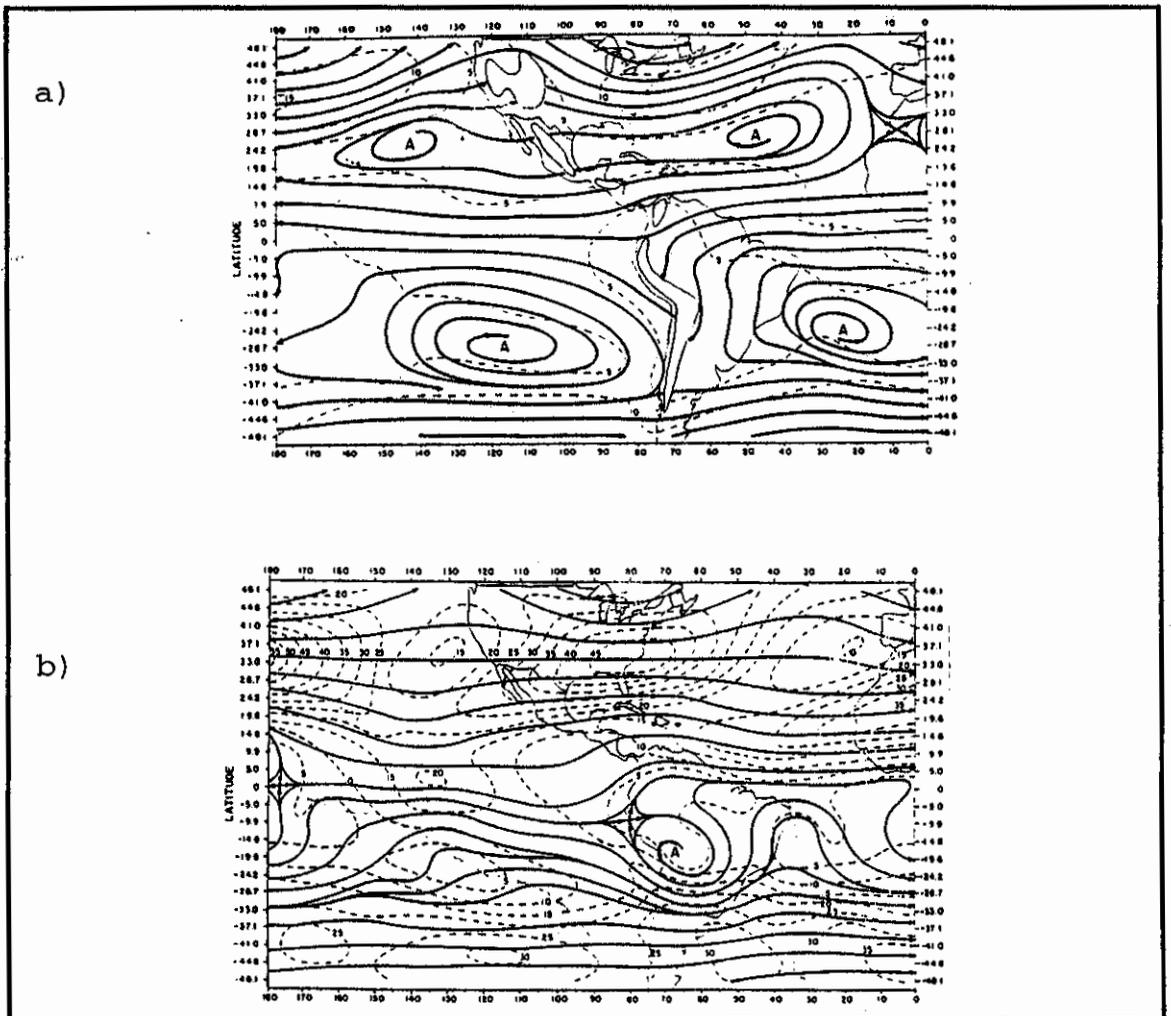


Fig. 1.2 - Linhas de corrente representando o escoamento atmosférico médio para janeiro (verão) em a) 850 hPa e b) 250 hPa e, para julho (inverno) em c) 850 hPa e d) 250 hPa.

FONTE: Kousky (1983), citado por Molion (1987).

(continua)

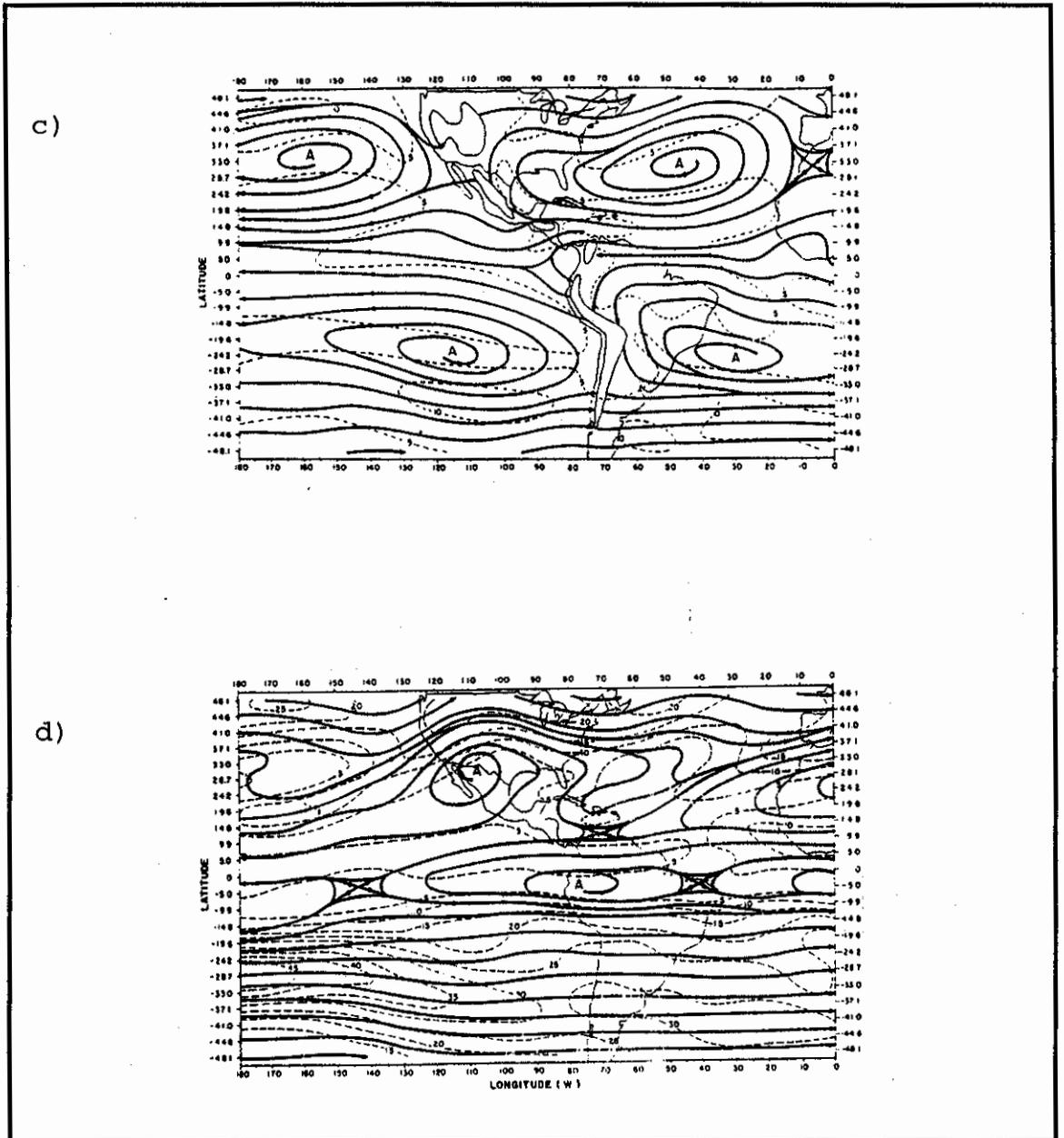


Fig. 1.2 - Conclusão.

Estudos observacionais sugerem que o desenvolvimento da Alta da Bolívia, no verão, esteja associado ao forte aquecimento da superfície da terra sobre o altiplano boliviano durante esta época do ano, aquecendo a coluna troposférica e, conseqüentemente, produzindo

aumento da espessura sobre o continente, gerando, assim, um anticiclone em altos níveis (Gutman e Schwerdtfeger, 1965). Além disso, a convergência de umidade em baixos níveis provenientes das massas de ar relativamente úmidas à nordeste e à leste reforçariam a convecção e, conseqüentemente, a liberação de calor latente de condensação em toda coluna troposférica, aumentando a precipitação sobre a região da Bacia Amazônica e a parte central do Brasil (Schwerdtfeger, 1975; Virji, 1981). Condições opostas ocorrem no inverno, quando essa região de movimento ascendente sobre a Amazônia, no verão, migra para o extremo noroeste do Continente Sul-americano, localizando-se sobre a Venezuela e a Colômbia em maio e junho (Kousky e Kagano, 1981; Horel et al., 1989). Há uma vasta quantidade de artigos de modelagem numérica que dão suporte a esta hipótese, como por exemplo, Silva Dias et al. (1983); Gandu (1993); Figueroa et al. (1995), entre outros.

Pelo exposto, conclui-se que a estrutura da circulação atmosférica sobre a América do Sul está relacionada à distribuição espacial e temporal da precipitação nessa região e, assim, o estabelecimento da circulação atmosférica durante a estação de verão sobre a América do Sul marca o início da estação chuvosa na maior parte do Brasil (Kousky, 1988; Horel et al., 1989). Dessa forma, a compreensão de como esta circulação é gerada e é mantida é de suma importância para a previsão do tempo e do clima do país.

Boa parte dos conhecimentos sobre a dinâmica da circulação atmosférica sobre a América do Sul, no verão, têm sido obtidos a partir de estudos de modelagem numérica, os quais tem simulado os efeitos das duas principais forçantes dessa circulação: a forçante térmica (Silva Dias

et al., 1983; DeMaria, 1985; Kasahara e Silva Dias, 1986; Buchmann et al., 1986; Gandu, 1993) e a forçante topográfica, onde se destacam a presença do Continente Antártico (Cavalcanti, 1991) e a Cordilheira dos Andes (Satyamurti et al. 1980; Moura e Kagano, 1980; Kleeman, 1989; Figueroa e Nobre, 1990; Gandu e Geisler, 1991; Figueroa et al., 1995). Entretanto, o(s) mecanismo(s) de geração e de manutenção dessa circulação ainda não são bem conhecidos.

Uma explicação qualitativa do(s) mecanismo(s) físico(s) responsável(eis) pela geração e pela manutenção da circulação geral atmosférica pode ser formulada através de considerações baseadas em balanços de algumas grandezas conservativas, tais como a componente vertical da vorticidade relativa ( $\zeta$ ) e a energia cinética ( $K$ ). Esses balanços fornecem explicações diferentes para o mesmo processo físico e, com a propriedade de que se conservam, pode-se inferir vários aspectos da circulação atmosférica, dentre eles, sua geração e sua manutenção. Com algumas considerações, esses conceitos gerais podem ser aplicados a estudos regionais. Por outro lado, é importante considerar conjuntamente esses dois balanços, pois os diversos parâmetros dinâmicos envolvidos nestes, interagem entre si durante os processos de seus estabelecimentos. Isto pode ser visto no esquema ilustrativo apresentado em Gandu (1993), que o utilizou para explicar o papel dinâmico do aquecimento diabático tropical devido à liberação de calor latente na circulação geral atmosférica (Gandu, 1993, p. 2).

Em estudos de balanço de vorticidade, tanto observacionais como de modelagem numérica, várias simplificações são feitas, tais como, a linearização em relação à diferentes estados básicos, a aplicação em um ou

mais níveis ou a decomposição do escoamento horizontal na sua parte rotacional e divergente (Gandú, 1993), entre outras. Esse procedimento facilita o estudo do balanço de vorticidade e ressalta a importância dos diversos processos envolvidos na circulação atmosférica. Entretanto, essas simplificações causam um resíduo grande na equação de balanço de vorticidade. Um dos aspectos mais enfatizado para o fechamento da equação de balanço de vorticidade tem sido a inclusão dos termos transientes (SardesmuKh e Hoskins, 1985; Carvalho, 1989; Boer, 1991; Grimm, 1992; Gandú, 1993). Uma excelente revisão sobre o papel dos termos transientes e os problemas envolvidos na inclusão desse termo em modelos numéricos é encontrada em Grimm (1992). Vários trabalhos de balanço de vorticidade realizados sobre a América do Sul não incluem o termo dos transientes na equação de balanço (Virji, 1982; Carvalho, 1989; Grimm, 1992; Gandú, 1993), porém ressaltam sua importância em estudos desse tipo.

Em termos de balanço de energia cinética, a manutenção e a intensidade da circulação atmosférica global dependem do balanço entre a geração e a dissipação de energia cinética. O cálculo desses processos não é uma tarefa fácil devido à complexidade de transformações entre diferentes formas de energia, trocas de energia entre diferentes escalas do movimento e transportes de energia de um local para outro (Kung e Smith, 1974), os quais estão implícitos no ciclo básico de energia cinética atmosférica.

Uma metodologia usada para estimar a geração de energia cinética atmosférica nos trópicos é a que o balanço de energia cinética é dividido nas partes divergente e rotacional. Esse método de cálculo da geração de  $K$  requer apenas o campo de vento horizontal e foi utilizado por Chen e Wiin-Nielsen (1976) para calcular o

balanço de energia cinética no Hemisfério Norte (HN), durante o verão. Chen e Wiin-Nielsen (1976) ressaltaram que, nos trópicos, esse método é mais simples do que os métodos usados por Kanamitsu et al. (1972), que estimam esse termo através da avaliação do trabalho feito pela força do gradiente de pressão, ou por Krishnamurti et al. (1973), que calculam a covariância entre a temperatura e o movimento vertical (termo  $wT$ ). Vários outros trabalhos tem aplicado essa metodologia para estudar diferentes aspectos da circulação atmosférica. Dentre estes, destacam-se Krishnamurti e Ramanathan (1982), que desenvolveram as equações de balanço de energia cinética nas componentes divergente e rotacional e calcularam seus termos sobre o Mar da Arábia para explicar as chuvas de verão sobre a Índia, Chen et al. (1988) que usaram esta metodologia para explicar a manutenção da corrente de jato subtropical no inverno do HN e, Hurrell e Vincent (1990), que investigaram a relação entre o aquecimento tropical e o máximo observado nos ventos de oeste no verão do HS, através da energética.

Na troposfera da América do Sul tropical, flutuações de diversas escalas de tempo afetam o regime de precipitação e de circulação atmosférica podendo-se destacar o fenômeno El Nino-Oscilação do Sul (ENOS) (Aceituno, 1988), a Oscilação de 30-60 dias ou Oscilação de Madden-Julian (OMJ) (Casarin e Kousky, 1986; Kousky e Cavalcanti, 1988; Kayano et al., 1990) e, ainda, flutuações de alta frequência (Jones, 1990; Párraga, 1991). Vários trabalhos observacionais e de modelagem numérica tem verificado a existência de interações entre algumas dessas oscilações (Santos, 1985; Grimm e Silva Dias, 1995, entre outros). Assim, é de suma importância conhecer a dinâmica associada a estas oscilações, tanto individualmente como em conjunto. Do ponto de vista da energética atmosférica, dois aspectos importantes podem ser considerados: o primeiro

deles é a presença de periodicidades dominantes nos parâmetros de energia (McGuirk e Reiter, 1976) e, o segundo, está relacionado às interações entre as flutuações com diferentes escalas de tempo, durante os processos de seus estabelecimentos.

Para resolver a primeira questão, pode-se fazer uma análise estatística de séries temporais dos parâmetros de energia. Como a América do Sul estende-se de  $10^{\circ}$  N até  $60^{\circ}$  S, na análise de séries temporais dos parâmetros de energia sobre essa região, esperam-se dois comportamentos distintos, um de aproximadamente  $10^{\circ}$  N até  $30^{\circ}$  S e outro de aproximadamente  $30^{\circ}$  S até  $60^{\circ}$  S. A tentativa na primeira região, no verão, é verificar a presença, ou não, de oscilações, em especial, o sinal da oscilação 30-60 dias. Na segunda região, no inverno, esperam-se características da circulação atmosférica geral semelhantes aos que foram notados para o HN, principalmente por McGuirk e Reiter (1976), que denominaram as oscilações nos parâmetros de energia com periodicidades da ordem de três semanas. Isso não exclui a possibilidade de encontrar alguma variabilidade intrasazonal em latitudes mais altas (Grimm, 1992).

A segunda questão pode ser estudada particionando a variância total das flutuações dominantes em diferentes faixas de frequências. Mak e Cai (1989), mostraram a importância do estudo da energética local nas interações entre diferentes escalas temporais, tanto em latitudes médias como nos trópicos, pois há interações entre essas regiões. Apesar da não-unicidade na forma de escrever as equações de balanço de energia cinética local, Mak (1991) utilizou as equações de balanço de energia cinética local para estudar a interação temporal entre três escalas: a sazonal, a intrasazonal e a de alta frequência.

Neste trabalho Mak (1991) ressaltou a importância desse tipo de análise e, também, que essa não-unicidade não implica que a análise da energética local seja ambígua ou que leve a conclusões errôneas, já que esta pode ser interpretada com conceitos elementares usando princípios físicos simples.

## 1.2 - OBJETIVOS

A América do Sul é geograficamente limitada pelas latitudes  $10^{\circ}$  S e  $60^{\circ}$  S e pelas longitudes  $30^{\circ}$  W e  $90^{\circ}$  W, definida como área 1 na Figura 1.3. Essa área inclui os domínios tropical e extratropical, aqui definidos como as regiões entre aproximadamente  $10^{\circ}$  N e  $30^{\circ}$  S e entre aproximadamente,  $30^{\circ}$  S e  $60^{\circ}$  S, ambas entre  $30^{\circ}$  W e  $90^{\circ}$  W, como indicado, respectivamente, pelos números 2 e 3 na Figura 1.3.

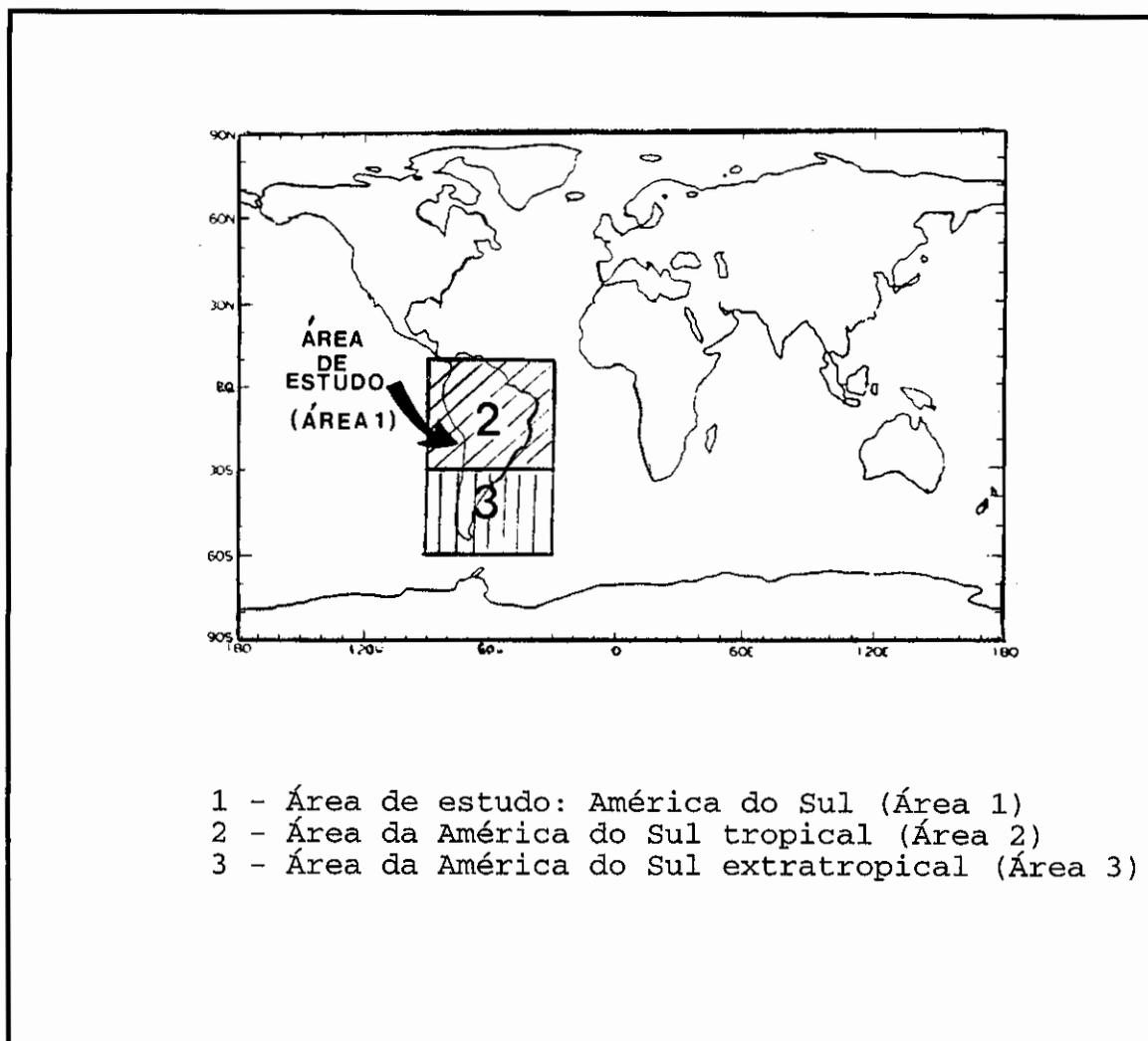


Fig. 1.3 - Localização geográfica da área de estudo ( $10^{\circ}$  N- $60^{\circ}$  S;  $90^{\circ}$  W -  $30^{\circ}$  W), destacando-se os domínios tropical ( $10^{\circ}$  N- $30^{\circ}$  S;  $90^{\circ}$  W- $30^{\circ}$  W) e extratropical ( $30^{\circ}$  S- $60^{\circ}$  S;  $90^{\circ}$  W- $30^{\circ}$  W) da América do Sul.

Nesse trabalho, examinam-se os mecanismos dinâmicos que geram e mantêm a circulação atmosférica sobre a América do Sul, visando explicar os máximos de precipitação que ocorrem na estação de verão. Maior ênfase será dada à parte tropical da América do Sul, entretanto, nas análises incluem-se tanto o domínio tropical como o extratropical, pois este último pode afetar a circulação

sobre os trópicos (Webster, 1983). Assim, com base nas considerações feitas anteriormente, propõe-se:

- a) Examinar o papel dos distúrbios transientes na manutenção do escoamento médio no tempo sobre a América do Sul, através do balanço de vorticidade.
- b) Calcular os balanços de energia cinética divergente e energia cinética rotacional.
- c) Estudar as variações interanuais para entender os processos que mantêm as características básicas da circulação atmosférica de verão sobre a América do Sul, considerando dois verões de contraste (El Niño e La Niña). Essas anomalias serão explicadas qualitativamente através do balanço feito no item b).
- d) Verificar a existência, ou não, de periodicidades dominantes nos parâmetros de energia, além das do ciclo anual.
- e) Descrever as interações entre as escalas temporais sazonal, intrasazonal e de alta frequência, através do estudo da energética local.

### 1.3 - ESTRUTURA DO TRABALHO

Para atingir os objetivos propostos, o trabalho está estruturado da seguinte forma:

O Capítulo 2 apresenta a revisão bibliográfica.

O Capítulo 3 apresenta os dados utilizados e a metodologia aplicada para alcançar os objetivos propostos. No Apêndice A é apresentado o método de cálculo do movimento vertical. No Apêndice B apresenta-se a documentação sobre as subrotinas usadas para gerar o conjunto de dados básico, em pontos de grade. Os programas utilizados para fazer a análise estatística das séries temporais dos termos de energia (item 3.4), encontram-se no Apêndice C.

No Capítulo 4 apresentam-se e discutem-se os balanços de vorticidade e de energia cinética, em seguida, a existência, ou não, de periodicidades nos parâmetros de energia e, por fim, as interações entre diferentes escalas temporais.

As conclusões e as considerações finais desse trabalho são feitas no Capítulo 5.



CAPÍTULO 2REVISÃO BIBLIOGRÁFICA2.1 - BALANÇO DE VORTICIDADE

O regime de ventos zonais global é caracterizado por ventos de leste em baixas latitudes e ventos de oeste em latitudes médias e altas. A análise da estrutura vertical dos ventos zonais (Figura 2.1) mostra que o máximo de velocidade no vento zonal (corrente de jato) localiza-se em altos níveis, em aproximadamente 30°-35° de latitude em JJA e 40°-45° de latitude em DJF, em ambos os hemisférios. No HN, a velocidade máxima dos ventos zonais é muito maior no inverno do que no verão. As diferenças sazonais no HS são menores. A manutenção dos ventos zonais requer uma transferência líquida de vorticidade da região anticiclônica para a ciclônica. Na atmosfera, geralmente, vorticidade anticiclônica prevalece do lado equatorial da região de ventos zonais máximos e vorticidade ciclônica, do lado polar dessa região.

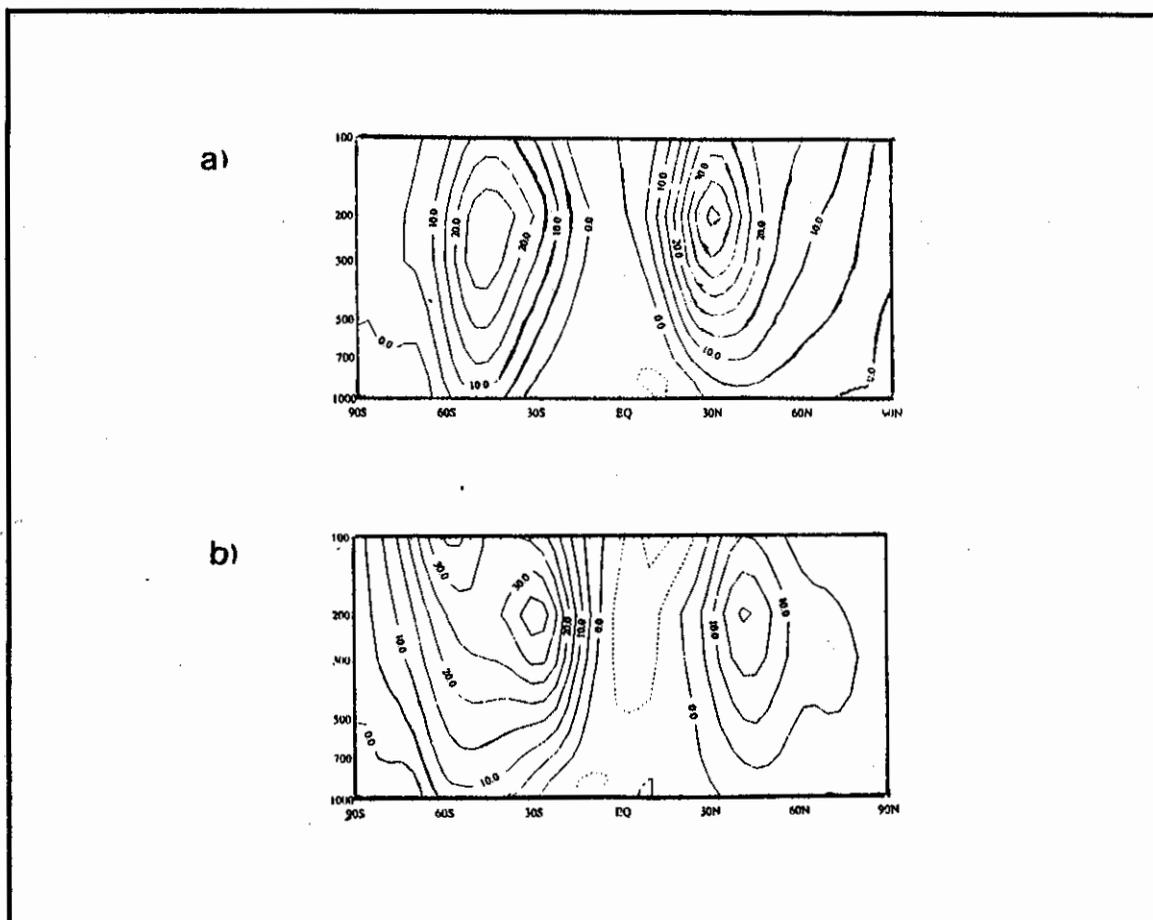


Fig. 2.1 - Seção transversal meridional dos ventos zonais ( $\text{ms}^{-1}$ ) mediados longitudinalmente, para: a) DJF, b) JJA. Médias para o período de 1980-1987.  
 FONTE: Holton (1992), p. 143-144.

A estrutura desse regime de ventos zonais pode ser explicada do ponto de vista de transferência de vorticidade, pois, a distribuição de vorticidade expressa a distribuição dos ventos. Kuo (1951) discutiu o mecanismo de transferência horizontal de vorticidade na troposfera superior, considerando a equação da vorticidade barotrópica, não-divergente e mostrou que na atmosfera em que a vorticidade absoluta aumenta com a latitude, se são produzidas concentrações de vorticidade, haverá uma

tendência para produzir uma transferência desta para o norte. Isso resultará numa redistribuição da vorticidade existente e em uma mudança correspondente nos ventos zonais. Por outro lado, se a atmosfera é divergente, os distúrbios não apenas produzirão uma transferência de vorticidade para o norte mas, também, criarão regiões de máximos e mínimos de vorticidade absoluta ao longo de alguma latitude norte e sul, resultando na criação de correntes de oeste entre as correntes de leste, nessas latitudes. Assim, a importância da existência desses valores extremos de vorticidade absoluta é que, para aumentar ou manter a corrente de leste equatorial contra o atrito no solo, é necessário uma transferência de vorticidade para o sul através do equador. Isso só é possível quando a vorticidade absoluta tem um mínimo no norte e um máximo no sul do equador, se a transferência é governada pela equação da vorticidade não-divergente. Esse tipo de distribuição de vorticidade é observado próximo ao nível da tropopausa, o que sugere que o transporte de vorticidade necessário para manter a corrente de ventos ocorre, principalmente, nos níveis superiores.

O primeiro estudo do balanço de vorticidade da troposfera superior (200 hPa) foi realizado por Holton e Colton (1972). Calcularam-se o balanço de vorticidade na região monçônica asiática durante o verão do HN, usando a equação da vorticidade barotrópica, linearizada. Seus resultados mostraram que os campos de vorticidade e de divergência apresentavam uma defasagem de meio ciclo. Assim, para que o balanço entre os termos na equação fosse estabelecido era necessário um termo de decaimento devido ao atrito, não-realisticamente grande, da ordem de 1 dia. Como 80 % da nebulosidade no verão sobre o continente asiático é do tipo convecção cúmulus, foi sugerido que o mecanismo que poderia produzir esse decaimento de vorticidade seria o transporte de vorticidade pela

convecção cúmulus. Entretanto, como isso não era suficiente, foi proposto como outro mecanismo, em associação ao primeiro, relacionado com as flutuações no termo divergente, pois este tende a ser negativo e, portanto, pode agir contra a geração de vorticidade pela divergência média no tempo.

Posteriormente, outros estudos foram feitos para explicar a causa de tal desbalanço, como por exemplo, Virji (1982); Sardesmukh e Held (1984); Sardesmukh e Hoskins (1985); Marinho (1988); Carvalho (1989); Grimm (1992); entre outros.

Virji (1982) estimou o balanço de vorticidade em 200 hPa sobre a América do Sul, no verão, usando um conjunto de dados de vento analisados objetivamente e um conjunto de dados de movimento de nuvens extraídos de imagens de satélite, obtidos do National Environmental Satellite Service (NESS) e no Man-Computer Interactive Data Access System (McIDAS). Computou-se todos os termos de escala sinótica e estimou-se a contribuição da convecção cúmulus através do resíduo na equação de balanço de vorticidade. Verificou-se que, mesmo incluindo os termos de advecção vertical de vorticidade e o termo turbilhonário, o resíduo ainda era grande, e a maior contribuição para esse termo vinha do termo divergente. Assim, é necessário que exista um mecanismo subgrade para compensar o termo divergente na região da área da Alta da Bolívia, tal como a convecção cúmulus, embora outros termos também possam ser importantes.

Sardesmukh e Held (1984) calcularam o balanço de vorticidade média no tempo com um modelo de circulação geral espectral verificando que, mesmo com a não inclusão do transporte de vorticidade pela convecção cúmulus nas parametrizações do modelo, as principais características da

circulação monçônica de grande escala sobre a Ásia foram bem simuladas.

Sardesmukh e Hoskins (1985) calcularam o balanço de vorticidade média no tempo (dez. 1982 a fev. 1983) nos trópicos, em 850 hPa e em 150 hPa, usando um conjunto de dados derivados da análise operacional inicializada do "European Center for Medium Range Weather Forecasts" (ECMWF). Verificaram-se que em 850 hPa, o balanço é essencialmente um balanço do tipo Sverdrup ( $\beta\bar{v} = -f\bar{v}\bar{v}_H$ ). Em 150 hPa, o balanço é não-linear, invíscido, ocorrendo entre os termos de advecção de vorticidade absoluta e divergente. Computando a parte transiente desses dois termos, eles observaram que  $-\zeta'\nabla\bar{v}_H$  é de pequena magnitude, podendo talvez ser desprezado, porém, o termo  $\bar{v}_H\cdot\nabla\zeta'$  é de pequena magnitude em relação ao termo  $\bar{v}_H\cdot\nabla(\bar{\zeta}+f)$  em latitudes médias, mas são comparáveis próximo ao Equador. Foram ressaltados que, embora os termos transientes sejam pequenos, isso não implica, necessariamente, que estes não sejam importantes para a configuração do escoamento de grande escala. Assim, para se ter um balanço de vorticidade razoável, é necessário incluir os transientes.

Marinho (1988) calculou o balanço de vorticidade na região tropical sobre a América do sul no verão com o intuito de verificar a importância da componente divergente do vento em relação à componente rotacional. Isso foi feito utilizando um modelo de equações primitivas, não-linear, de duas camadas, considerando uma fonte de calor idealizada localizada em 11° S. Os principais resultados desse estudo são:

- 1) Na região de forte atividade convectiva e ao sul desta, o termo dominante no balanço de vorticidade é o termo divergente. Ao norte da região convectiva, domina o termo de advecção de vorticidade absoluta pelo vento divergente  $\vec{V}_x \cdot \nabla(\zeta + f)$ ;
- 2) Geralmente, os termos  $\zeta \nabla \cdot \vec{V}_H$  e  $f \nabla \cdot \vec{V}_H$  apresentam sinais contrários na região da fonte, tendendo a anular o termo divergente na região de aquecimento. Isso não ocorreu devido ao termo  $\zeta \nabla \cdot \vec{V}_H$  ser pelo menos uma ordem de magnitude menor em relação ao termo  $f \nabla \cdot \vec{V}_H$ .
- 3) A componente divergente  $\vec{V}_x$ , em todos os resultados obtidos foi aproximadamente três vezes menor do que a componente rotacional  $\vec{V}_\psi$ . Entretanto, ao norte da região de aquecimento  $-\vec{V}_x \cdot \nabla(\zeta + f)$  torna-se mais importante que  $-\vec{V}_\psi \cdot \nabla(\zeta + f)$ . Além disso, o termo  $-\vec{V}_x \cdot \nabla(\zeta + f)$  assume importante papel na composição da fonte de vorticidade para as ondas de Rossby.

Carvalho (1989) calculou o balanço de vorticidade em 200 hPa para avaliar a dinâmica dos principais sistemas da circulação de verão sobre a América do Sul (Alta da Bolívia e Cavado à nordeste deste sistema). Verificou-se que há uma variação sazonal dos termos do balanço entre o verão e o inverno nas latitudes tropicais, que pode estar associada ao deslocamento sazonal da região convectivamente ativa sobre a América do Sul. A análise dos termos também mostrou que o termo dominante na Alta da Bolívia é a advecção horizontal de vorticidade relativa,

Bolívia é a advecção horizontal de vorticidade relativa, enquanto no cavado, é a advecção de vorticidade planetária. A análise do resíduo dessa equação mostrou que o balanço não é exato, sugerindo-se a inclusão da contribuição dos termos transientes.

Grimm (1992) estudou a influência remota de fontes tropicais anômalas de calor, através de um modelo barotrópico e testou alguns métodos para obter a divergência em 200 hPa na faixa tropical, necessária para o cálculo da forçante na equação de balanço de vorticidade na alta troposfera. Dois métodos foram usados, um deles considerou dados de  $u$  e  $v$  analisados em ponto de grade e o outro, dados de Radiação de Onda Longa (ROL), obtidos de satélite. Verificou-se que os dados de ROL podem melhorar a divergência nos trópicos e sua utilização produz melhor ajuste do campo do vento divergente e da distribuição da convecção tropical.

No cálculo do balanço de vorticidade realizado por Gandu (1993) com um modelo dinâmico tridimensional não-linear de equações primitivas, em coordenadas sigma, considerando o domínio regional da América do Sul, o termo dos transientes foi avaliado como um resíduo na equação de balanço. Os resultados desse trabalho mostram que a ordem de grandeza do termo relativo aos transientes é a mesma que dos demais termos não-lineares, principalmente na região da forçante, de forma que sua contribuição não pode ser desprezada na equação de balanço de vorticidade.

Os autores citados anteriormente estudaram a manutenção da circulação de verão tropical do ponto de vista do balanço de vorticidade e ressaltaram a importância de se incluir as contribuições dos transientes. Essa contribuição foi estimada por Holopainen e Oort (1981),

através dos balanços de vorticidade e de enstrofia, calculados apenas para o HN. Foi observado que o termo representativo dos transientes não muda de sinal na vertical, o que o torna particularmente importante para o escoamento médio barotrópico mediado verticalmente. Um ponto ressaltado nesse estudo é que os distúrbios transientes produzem um mecanismo para o transporte horizontal de vorticidade, como visto pelos perfis verticais dos termos de advecção horizontal de vorticidade absoluta e dos turbilhões transientes, considerando as regiões da baixa pressão sobre o Pacífico Norte e sobre o Atlântico Norte (regiões de movimento ascendentes) e a região da alta pressão sobre a Sibéria (região de movimento descendente). Na alta troposfera, tem-se um quase-balanço entre esses dois termos enquanto as fontes e sumidouros de atrito estão na superfície. Assim, a velocidade vertical média é importante para produzir as trocas de vorticidade necessárias entre a troposfera mais baixa e superior.

Boer (1991), através de um modelo de circulação geral, calculou o balanço de vorticidade para os dois hemisférios e, para fazer comparações entre estes, escreveu a equação de balanço de vorticidade em termos de vorticidade ciclônica, na forma de fluxo. Utilizou-se a fórmula dos turbilhões transientes, como definido por Holopainen e Oort (1981), como uma boa aproximação da estimativa da parte divergente do vetor transporte de vorticidade transiente ( $\overline{\zeta'v'}$ ). Seus resultados mostraram que na troposfera superior do HS, há um cancelamento considerável entre o fluxo de vorticidade meridional e o fluxo de vorticidade transiente. Não se observa tal comportamento em superfície, pois, o transporte de vorticidade pelos turbilhões transientes é fraco. É argüido que esse é um balanço natural na atmosfera se a dissipação é confinada principalmente na camada limite atmosférica. No

HN o modelo não mostrou claramente essa tendência a um cancelamento entre os termos em altos níveis mesmo sendo incluído no modelo, além dos mecanismos de dissipação usual, uma parametrização do arrasto pelas ondas de gravidade, que opera preferencialmente no inverno. Com base nessas particularidades entre os dois hemisférios, o autor ressaltou que os balanços de vorticidade nos hemisférios não é apenas uma questão de inversão de sinais. Eles são distintos.

## 2.2 - BALANÇO DE ENERGIA CINÉTICA

Qualquer sistema da circulação atmosférica possui um suprimento de energia cinética para balancear a dissipação por atrito e, para o seu desenvolvimento, é necessário uma transformação de alguma outra forma de energia em energia cinética, ou uma conversão entre a energia cinética de outro sistema qualquer para aquele que está se desenvolvendo (Lorenz, 1960).

As formas de energia atmosférica que têm um papel importante no balanço de energia cinética na troposfera e na baixa estratosfera são a Energia Potencial (P), cuja parcela efetivamente disponível para conversão em outras formas de energia é representada pela Energia Potencial Disponível (EPD), e a Energia Interna (I), que inclui a energia térmica interna e o calor latente de condensação (Lorenz, 1967). Nos trópicos, uma circulação termicamente direta (ar quente e menos denso ascendendo e ar frio e mais denso, subsidindo) converte EPD em energia cinética como resultado do trabalho mecânico realizado pela força do gradiente de pressão de forma que o saldo de geração de energia cinética é exatamente igual à taxa de geração de EPD. Posteriormente, a energia cinética é

dissipada em um processo friccional irreversível, de forma que o ciclo de energia cinética atmosférica é  $EPD \rightarrow K \rightarrow I$ . Por esse ciclo básico de energia, a manutenção e a intensidade da circulação atmosférica global dependem do balanço entre a geração e a dissipação de energia cinética atmosférica.

As estimativas da geração e da dissipação de energia cinética têm sido discutidas e calculadas, usando diferentes conjuntos de dados, em estudos globais, hemisféricos ou regionais, com base na análise das magnitudes dos termos nas equações de balanço de energia cinética e de energia potencial. Esta não é uma tarefa fácil devido à complexidade de transformações entre diferentes formas de energia, trocas de energia entre diferentes escalas do movimento e transportes de energia de um local para outro (Kung e Smith, 1974), os quais não são explicitados no ciclo básico de energia apresentado anteriormente. Devido a essa dificuldade, vários estudos têm particionado cada processo físico envolvido no balanço, usando metodologias diversas, de forma a esclarecer tais processos de transformações, trocas e transportes de energia.

Lorenz (1960), considerando um conjunto de equações primitivas e dividindo o escoamento horizontal numa parte associada às fontes e sumidouros de calor (componente divergente -  $\vec{V}_\chi$ ) e outra não diretamente associada a esse termo (componente rotacional -  $\vec{V}_\psi$ ), dividiu a energia cinética em partes correspondentes ( $K_\chi$  e  $K_\psi$ , respectivamente) mostrando, assim, as interações entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$ .

Essa partição do escoamento em  $\vec{V}_\psi$  e em  $\vec{V}_\chi$  foi usada por Krishnamurti (1971) para estudar as características da circulação atmosférica de verão no HN. Krishnamurti ressaltou a importância da circulação leste-oeste, uma circulação termicamente direta, distintamente diferente da circulação de Walker e com intensidade comparável à circulação de Hadley, na geração de K das ondas ultralongas (número de onda 1 e 2) nos trópicos. Seus resultados mostraram que  $\vec{V}_\chi$  é uma ordem de magnitude menor do que  $\vec{V}_\psi$ , porém, esse termo é importante pelo seu papel na geração de K pelas circulações verticais de grande escala. Além disso, verificou-se que os campos que melhor revelam as características da circulação leste-oeste são os campos de  $\psi$  e  $\chi$ , principalmente o campo de  $\chi$ .

Chen e Wiin-Nielsen (1976) consideraram o balanço entre a EPD e a energia cinética nas componentes  $K_\chi$  e  $K_\psi$ , mostrando que as trocas de energia entre essas componentes se dá da seguinte forma:  $EPD \rightarrow K_\chi \rightarrow K_\psi$ . A conversão entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$  foi avaliada através de um modelo de equações primitivas onde, considerando-se a integração dessas componentes num domínio global, a geração de  $K_\psi$  se anula, e a de  $K_\chi$  não. Como consequência,  $K_\chi$  é a principal fonte para K de grande escala, apesar de ter magnitudes baixas durante todo o período. A Figura 2.2a apresenta as contribuições de  $K_\psi$  e de  $K_\chi$  em diferentes bandas latitudinais obtidas de resultados do modelo. A análise dessa figura mostra que as contribuições de  $K_\psi$  são provenientes, principalmente, das latitudes médias de ambos os hemisférios onde os ventos de oeste são mais fortes, com valores mais altos ocorrendo nas camadas médias e altas,

sendo maiores no HN. O máximo de  $K_\psi$  no HS ocorre em  $35^\circ$  S devido aos fortes ventos de leste nessa região. Nos trópicos do HN as contribuições de  $K_\chi$  são provenientes, principalmente, das camadas médias e altas onde a circulação de Hadley é mais intensa no inverno do HN. Nas camadas mais baixas os valores de  $K_\chi$  são maiores no HN do que no HS devido à maior atividade de ciclones e anticiclones no inverno. A Figura 2.2b apresenta a distribuição latitudinal de  $K_\psi$  e de  $K_\chi$  em diferentes bandas latitudinais no verão do HN (desde 01 agosto até 15 agosto 1970), estimados com dados observacionais obtidos do National Meteorological Center (NMC). A análise da Figura 2.2b mostra que  $K_\chi$  apresenta valores relativamente altos nas latitudes médias e no equador e, que  $K_\psi$  apresenta um máximo principal nas latitudes médias em altos níveis e um máximo secundário na região tropical. A Figura 2.2c apresenta os perfis verticais médios de  $K_\psi$  e de  $K_\chi$  estimados com dados observacionais do NMC. A análise dessa figura mostra que os máximos de  $K_\psi$  e de  $K_\chi$  ocorrem entre 200-300 hPa, na vizinhança do jato, e que  $K_\chi$  varia muito pouco na vertical.

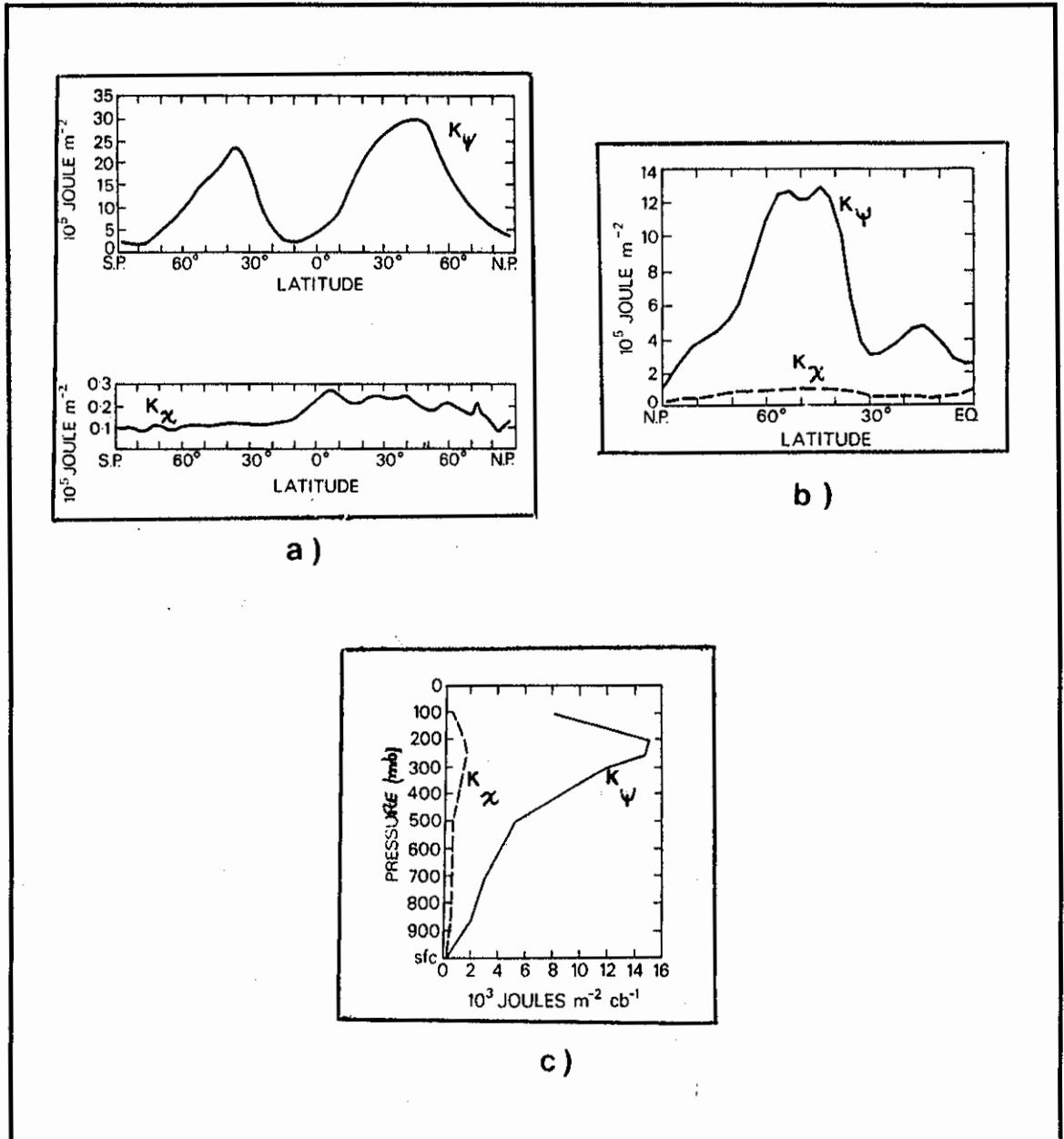


Fig. 2.2 - Distribuição de  $K_\psi$  e de  $K_\chi$  em diferentes bandas latitudinais obtidas de resultados de: a) modelo e b) dados observacionais, dadas em  $10^5 \text{ J } m^{-2}$ ; c) perfis verticais médios de  $K_\psi$  e de  $K_\chi$  no verão do HN, dados em  $10^3 \text{ J } m^{-2} \text{ cb}^{-1}$ .

FONTE: Chen e Wiin-Nielsen (1976), p. 493, 495.

Chen e Wiin-Nielsen (1976) também verificaram que  $K_\chi$  não muda substancialmente durante todo o período analisado. Entretanto,  $K_\chi$  contribue para a conversão quase imediata de EPD em  $K_\psi$ , revelado pelos tempos de residência de  $K_\chi$  e de  $K_\psi$ , que são de 3 horas e 9,6 dias, respectivamente. Essa transferência ocorre através das interações entre  $\psi$  e  $\chi$ , e pode ser avaliada através dos termos de conversão, isto é, pela sequência dos termos  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  (termo de Coriolis),  $\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  (termo de vorticidade relativa),  $\nabla^2 \chi ((\nabla \psi)^2 / 2)$  (termo divergente) e  $\omega J(\psi, \frac{\partial \chi}{\partial p})$  (termo de movimento vertical). Verificou-se, tanto usando o modelo como dados observacionais, que o termo de Coriolis (1° termo) explica a maior parte da conversão entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$  (98.7% e 90%, respectivamente). Os valores do 2° e do 3° termos são uma ordem de magnitude menores do que o 1° termo. O 4° termo é duas ordens de magnitude menor do que o termo de Coriolis.

Chen (1980) calculou as transformações de energia cinética rotacional e divergente usando a metodologia espectral de Fourier proposta por Saltzman (1957), dividindo-as, ainda, nos modos transientes e estacionários. Explorou como a energética e os processos de conversão de energia dependem da escala dos movimentos. Seus resultados mostraram que, nos trópicos,  $K_\psi$  possui a parte principal de K,  $K_\chi$  é 1/10 de K e que há uma pequena discrepância entre K e  $K_\psi + K_\chi$  devido ao modo estacionário. Nos subtropicais essas quantidades são iguais. Chen e Wiin-Nielsen (1976) também verificaram essa discrepância entre K e  $K_\psi + K_\chi$  nos trópicos e sugeriram que ela pode ter

sido causada pelo fato da integral de  $\bar{v}_\psi \cdot \bar{v}_\chi$  não se anular sobre toda a massa atmosférica.

Alguns autores tem usado o balanço de energia cinética nas componentes rotacional e divergente para estudar diferentes aspectos da circulação atmosférica. Dentre estes, pode-se citar Krishnamurti e Ramanathan (1982); Chen et al. (1988); Hurrell e Vincent (1990).

Krishnamurti e Ramanathan (1982) estudaram alguns aspectos da circulação monçônica de verão sobre o Mar da Arábia através da evolução temporal de  $K$  zonal (KBAR), de  $K_\psi$  e de  $K_\chi$  em 850 hPa, a qual tem sido usada como um indicador das chuvas monçônicas sobre a Índia. Foi mostrado que  $K_\psi$  e  $K_\chi$  em 850 hPa sobre o Mar da Arábia aumentam rapidamente em torno de 11 de junho e as chuvas sobre a parte central da Índia começam em torno de 18 de junho (Figura 2.3a). Com base nesses resultados, desenvolveram as equações para as taxas de variação de  $K_\psi$  e de  $K_\chi$  e calcularam as magnitudes dos termos de interação entre  $K_\psi$  e  $K_\chi$ . Verificaram que  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  foi o maior termo, seguidos dos termos  $\nabla^2 \chi ((\nabla \psi)^2/2)$  e  $\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi$ . O menor termo foi  $\omega J(\psi, \frac{\partial \chi}{\partial p})$ . Estes resultados são mostrados na Figura 2.3b.

Além disso as análises dos campos espaciais do termo  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  nos períodos pré-, durante e pós- monção mostraram que a orientação desses gradientes é favorável à transferência de energia de  $K_\chi$  para  $K_\psi$ , os quais são governados em grande parte pela orientação do campo de  $\chi$ .

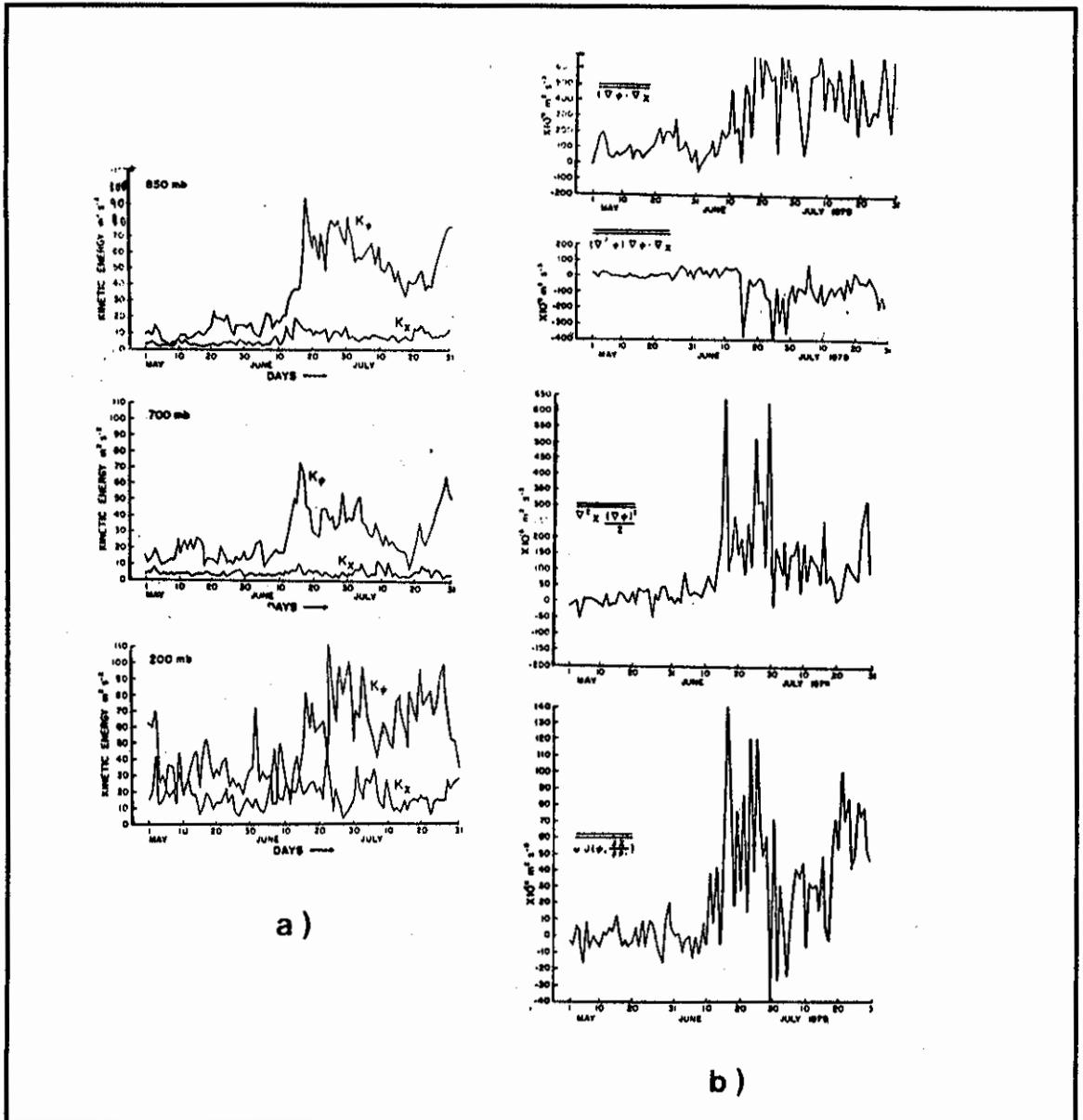


Fig. 2.3 - a) Variação temporal de energia cinética ( $m^2 s^{-2}$ ) de  $K_\chi$  e de  $K_\psi$  para 850 hPa, 700 hPa e 200 hPa, b) Variação temporal dos termos de conversão entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$  ( $m^2 s^{-3}$ ), sobre o domínio de  $50^\circ E - 70^\circ E$ ,  $20^\circ N - 4^\circ S$ , em 850 hPa.

FONTE: Krishnamurti e Ramanathan (1982), p. 1292-1294.

Chen et al. (1988) compararam dois mecanismos propostos na literatura para explicar a manutenção da corrente de jato subtropical no inverno do HN. O primeiro deles foi baseado na análise do balanço de energia  $K_x$  e  $K_y$  como proposto por Chen e Wiin-Nielsen (1976). O segundo foi proposto por Holopainen (1978b), no qual o jato é mantido pela geração de energia cinética pela circulação ageostrófica e pela divergência do fluxo de energia cinética. Para comparar esses dois mecanismos Chen et al. (1988) incluíram o termo da divergência do fluxo de energia cinética na formulação do balanço de energia cinética apresentada por Chen e Wiin-Nielsen (1976). Com base nos resultados obtidos concluíram-se que ambos os mecanismos estão relacionados e que a análise do balanço de energia cinética atmosférica nas componentes  $K_x$  e  $K_y$  pode ser usada para ilustrar esses dois mecanismos e, também, as inter-relações entre estes.

Hurrell e Vincent (1990) investigaram as relações entre o aquecimento tropical e o máximo observado nos ventos de oeste no HS. Essa análise foi baseada em campos de velocidade potencial tropical (um bom indicador da atividade convectiva e do aquecimento tropical) e na análise dos termos nas equações de balanço de energia cinética divergente e rotacional. Seus resultados mostraram que, energeticamente, o aquecimento tropical e o máximo nos ventos de oeste subtropicais foram bem correlacionados e isso foi manifestado como uma forte conversão de  $K_x$  para  $K_y$  na região de máximos ventos de oeste, no Pacífico Sul e no oceano Índico (18° S-34° S).

### 2.2.1 - PERIODICIDADE NOS PARÂMETROS DE ENERGIA

Um dos principais mecanismos observados no inverno do HN em latitudes médias é o fenômeno denominado vacilação (Lorenz, 1967; McGuirk e Reiter, 1976). O termo vacilação foi dado por Hide (1953), citado por Lorenz (1967), para descrever uma circulação geral que exhibe variações periódicas regulares nos fluxos de calor e de vorticidade, para certos regimes de números de Taylor e de Rossby termal. Essa descoberta foi feita experimentalmente testando-se certas combinações de rotação e de aquecimento. A vacilação é um exemplo de variabilidade de baixa frequência, gerada internamente, que pode ser análoga a algumas das variabilidades climáticas atmosféricas, como por exemplo, o "index cycle" (variações na intensidade do escoamento zonal em baixas e altas latitudes) descrito por Namias (1950). Apesar das semelhanças entre estes fenômenos, eles são distintos, pois ocorrem em escalas temporais diferentes (McGuirk e Reiter, 1976).

Vários estudos tem sido realizados para diagnosticar o ciclo da vacilação. Nestes, são abordados 4 aspectos (Chen e Marshall, 1984):

- a) Seu período;
- b) Os processos físicos que a mantém (barotrópico e baroclínico);
- c) A escala dos movimentos de onda que a dominam;
- d) A possível contribuição das interações não-lineares entre as ondas.

Geralmente, o problema da vacilação tem sido diagnosticado através das variáveis contidas no ciclo de

energia de Lorenz (McGuirk e Reiter, 1976; Chen e Marshall, 1984). McGuirk e Reiter estenderam o trabalho de McGuirk et al. (1975) e examinaram a existência e a intensidade de um ciclo de vacilação no balanço de energia do HN. Nesse estudo, 4 modos de energia foram considerados: os modos zonal e turbilhonário das energia potencial disponível e da energia cinética. Utilizaram dados diários de altura geopotencial e de temperatura, numa grade ao norte de  $20^{\circ}$  N, em 6 níveis de pressão (1000, 700, 500, 300, 200 e 100 hPa), obtidos do NMC. Os resultados mostram que há, realmente, uma vacilação persistente durante o inverno do HN, apresentando uma periodicidade de aproximadamente 24 dias, observada nos parâmetros de energia de escala hemisférica.

Chen e Marshall (1984) examinaram a variação temporal da energética atmosférica durante o "First GARP (Global Atmospheric Research Program) Global Experiment" (FGGE) (inverno 1978-79), através dos dados de u, v e T nos níveis de 1000 hPa a 100 hPa, considerando a área  $20^{\circ}$  N até  $65^{\circ}$  N. Examinaram o papel das ondas longas (número de onda zonal 1 a 4) e curtas (número de onda zonal 15 a 18), separadamente e, também, a contribuição das interações não-lineares entre estas ondas, no fenômeno da vacilação atmosférica. Verificaram que ondas longas e curtas exibem periodicidade de 2 semanas e que ambas as ondas contribuem para a vacilação da energética atmosférica. Como a vacilação entre os modos zonal e turbilhonário com periodicidade de 24 dias parece envolver conversões entre energia potencial e energia cinética, os mecanismos sugeridos para causá-la precisam ser, em parte, baroclínicos. Entretanto, as conversões barotrópicas também podem ser importantes.

No HS, as vacilações atmosféricas são mais regulares devido a menor freqüência de turbilhões estacionários para complicar o sinal da vacilação (Webster e Keller, 1975).

#### 2.2.2 - INTERAÇÃO ENTRE ESCALAS TEMPORAIS

Na zona do cavado equatorial, a circulação tropical de grande escala é dominada pelas circulações de Hadley-Walker e pelas monções, circulações estas do tipo termicamente direta (ar quente ascendendo, ar frio descendendo).

A circulação de Hadley-Walker ocorre em associação a regiões convectivas, conforme visto na Figura 2.4. As principais zonas convectivas tropicais são, sobre os continentes, a África Equatorial, a América do Sul e Central e o sudeste da Ásia. Sobre os oceanos estas zonas localizam-se sobre as regiões da ZCIT, da Zona de Convergência do Pacífico Sul (ZCPS) e da ZCAS e, mais recentemente enfatizado, sobre a zona frontal no leste da Ásia (Kodama, 1992).

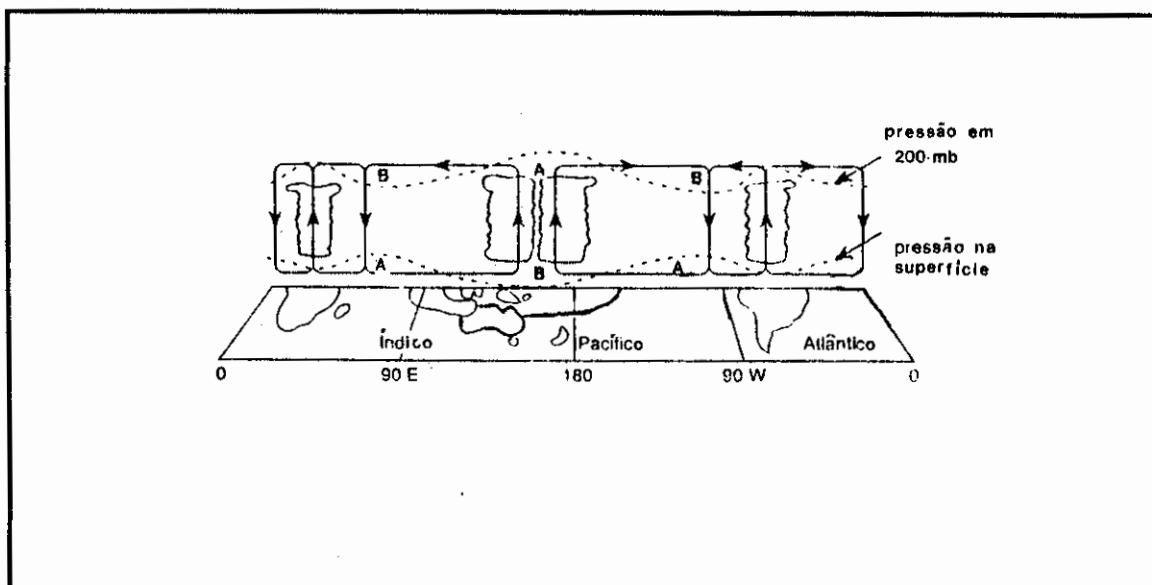


Fig. 2.4 - Esquema ilustrativo da circulação de Hadley-Walker destacando as principais zonas convectivas tropicais.

FONTE: Traduzida de Webster (1983), p. 242.

O termo monção refere-se a uma reversão sazonal dos ventos em superfície. De maio a outubro prevalece ventos de sudeste (monção de verão) e de dezembro a março, os ventos são de nordeste (monção de inverno). Os meses de abril e de novembro são de transição (Webster, 1987). Esta definição requer que a estação de verão (inverno) no HN seja úmida e quente (seca e fria). As regiões onde esses critérios se ajustam são a África, a Ásia, a Indonésia e a Austrália, conforme mostrado na Figura 2.5, representada pela área retangular pontilhada. Vale ressaltar que, nem sempre, todas as regiões dentro do retângulo passam por um teste rígido de reversibilidade dos ventos e de precipitação que define o clima monçônico. Entretanto, todas experimentam a reversão sazonal na

direção dos ventos. Murakami e Nakazawa (1985) incluíram a América do Sul equatorial como tendo um regime monçônico.

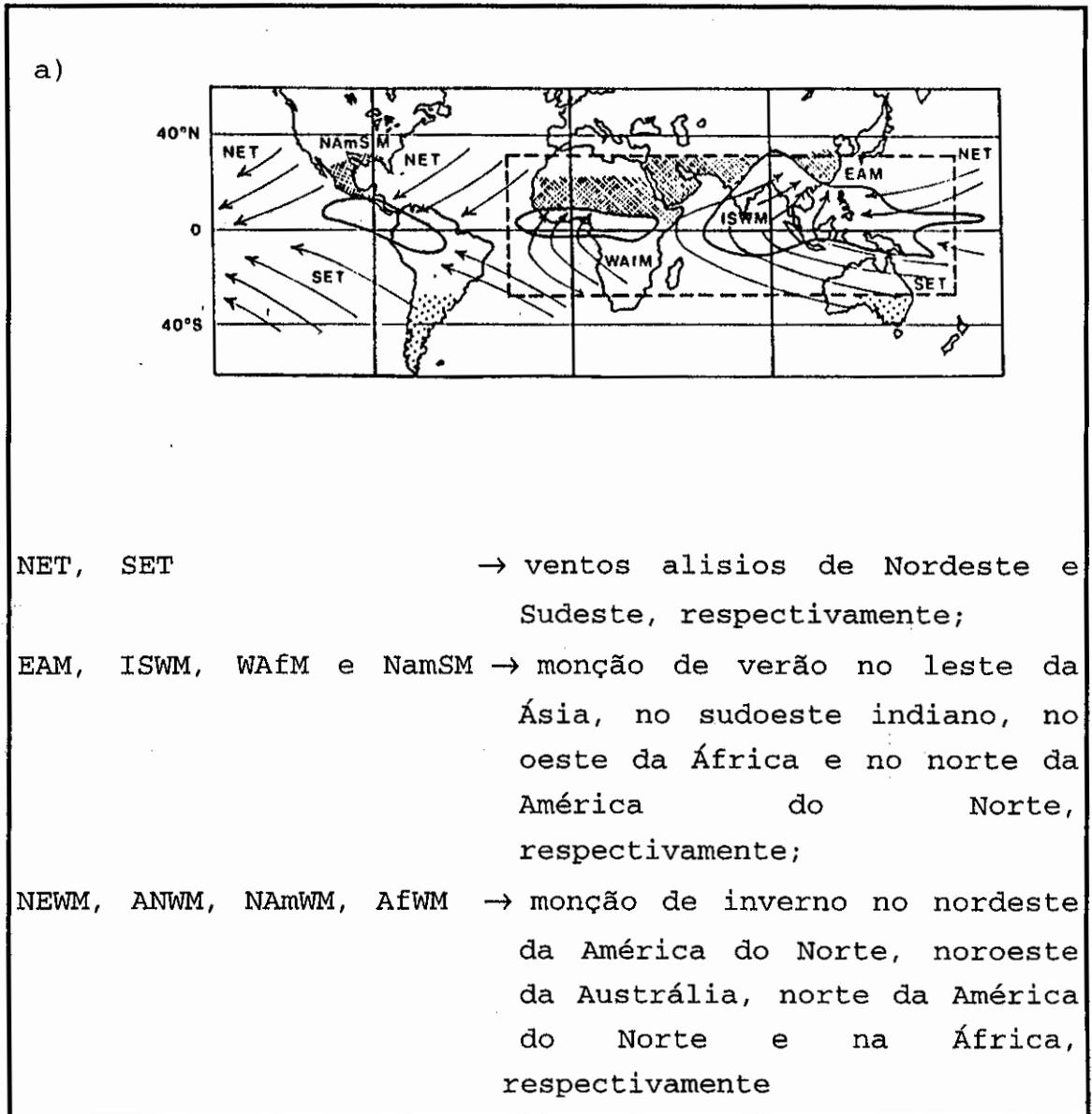


Fig. 2.5 - Domínio dos principais sistemas monçônicos da atmosfera durante o: a) verão do HN, b) inverno do HN, representado pela área retangular pontilhada.

FONTE: Traduzida de Webster (1987), p. 5.

(continua)

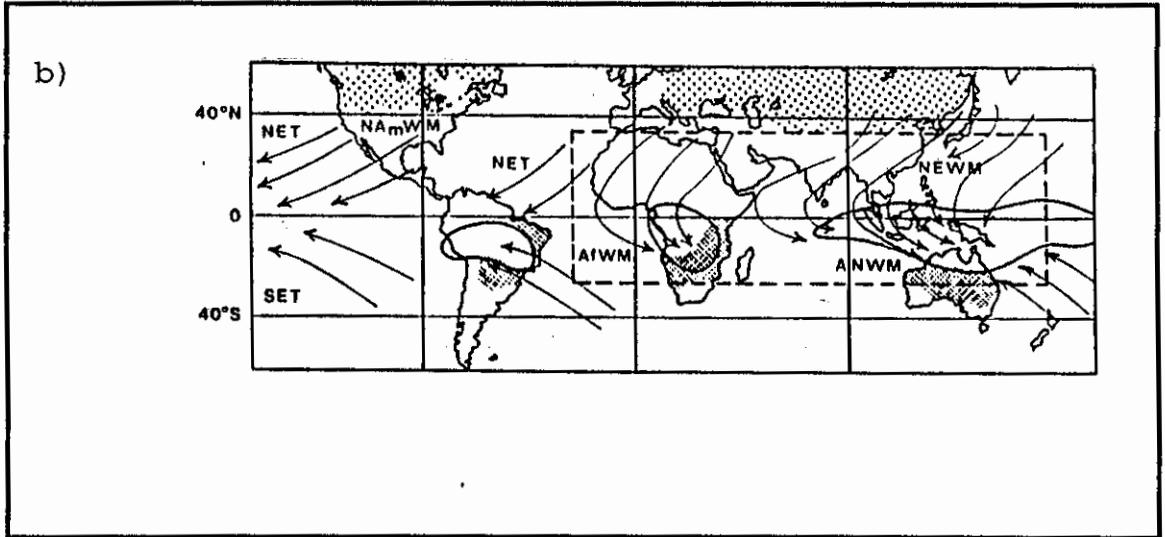


Fig. 2.5 - Conclusão.

Há uma variação regional significativa na natureza e na organização dos sistemas de precipitação dentro da zona do cavado equatorial (Rasmusson e Arkin, 1992). A Figura 2.6 ilustra esquematicamente as relações hierárquicas espaço-tempo entre os principais modos de oscilações sistemáticos na região tropical, os quais podem ser determinados através da análise de dados de Radiação de Onda Longa (ROL). Por essa figura, estes modos são: o ciclo anual, o ciclo do El Niño-Oscilação do Sul (ENOS), a Oscilação de 30-60 dias e os aglomerados nuvens convectivas.

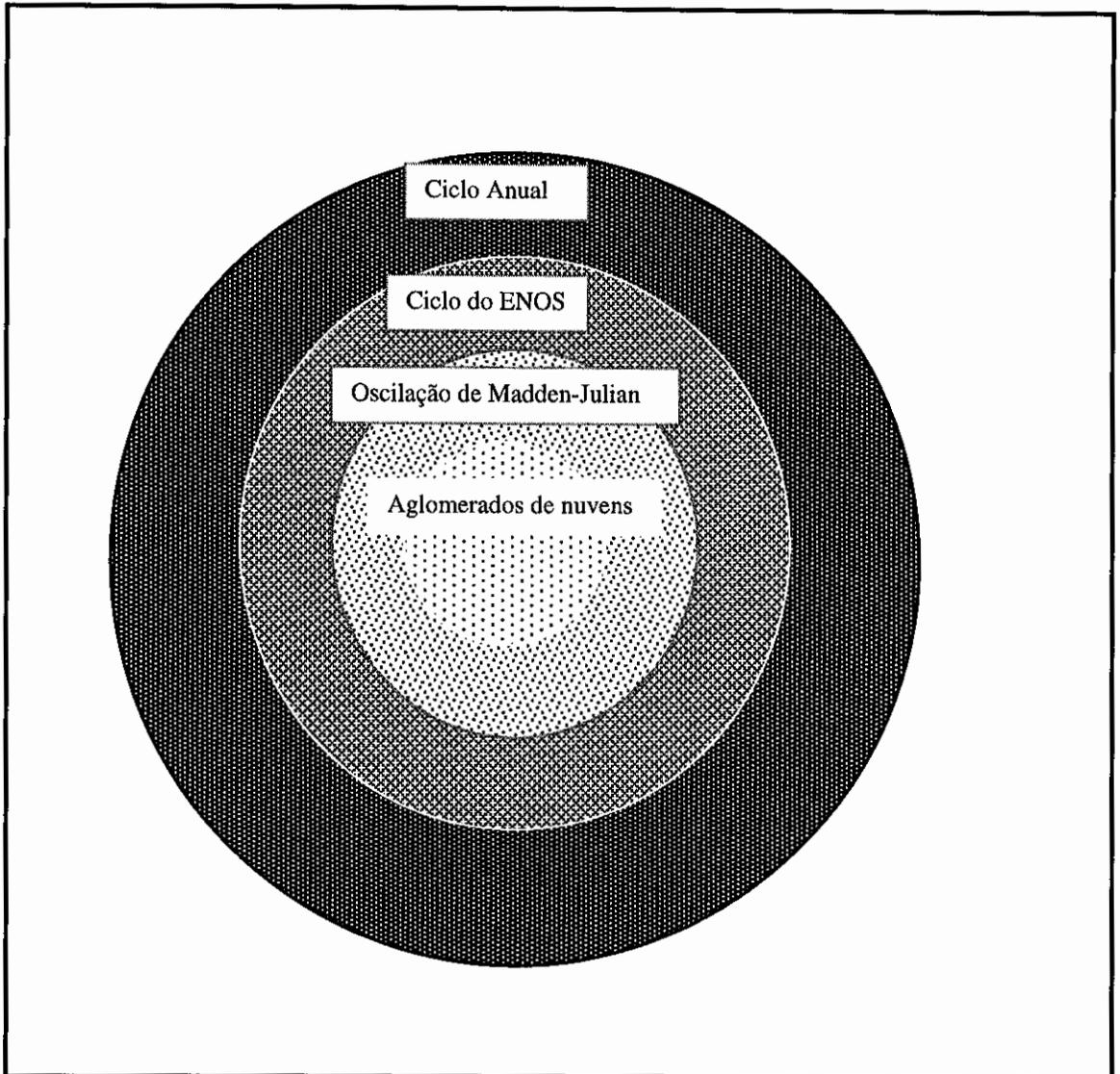


Fig. 2.6 - Representação esquemática da hierarquia de variabilidade na região do Cavado Equatorial sobre o setor do Oceano Índico-Pacífico Oeste.  
FONTE: Traduzida de Rasmusson e Arkin (1992), p. 112.

a) O Ciclo Anual

O ciclo anual aparece no anel exterior na Figura 1.8 para enfatizar seu papel como um controle fundamental, ao menos em termos de localização e/ou intensidade dos outros modos de variabilidade. O ciclo anual é um elemento da circulação geral tropical que acopla a circulação dos dois hemisférios através do deslocamento interhemisférico das zonas climáticas e do transporte sazonal de calor, de massa e de umidade (Rasmusson e Arkin, 1992). O papel do ciclo anual na variabilidade interanual do clima e da circulação atmosférica sobre o setor do Atlântico tropical é discutido em Hastenrath (1984).

b) O Fenômeno El Niño-Oscilação do Sul

As anomalias climáticas associadas com os eventos ENOS são altamente persistentes e ocorrem em aproximadamente todo o globo. Extensa revisão sobre este fenômeno é encontrada em Hastenrath (1985); Philander (1990) e Glantz e Nicholls (1991). As principais características comuns da maior parte dos eventos ENOS são relacionadas em Rasmusson e Carpenter (1982); Yasunari (1987a, b); Ropelewski e Halpert (1987) e Schneider e Fleer (1989). No Brasil, uma excelente revisão sobre as anomalias climáticas associadas ao ENOS é apresentada em Chu (1991). Muitas características sobre a América do Sul associadas com o ENOS foram observadas por Kousky e Kayano (1994) através da análise de funções ortogonais empíricas (EOF) de ROL e de vetor vento em 250 hPa, vistas nos primeiros e segundos modos interanuais.

c) A Oscilação de 30-60 Dias

A Oscilação de 30-60 dias tipicamente aparece como uma explosão convectiva no oeste do oceano Índico equatorial, então migra para leste atingindo máxima amplitude na região da Indonésia-norte da Austrália, após o que é enfraquecida ou desaparece sobre o Pacífico Leste e Central. Esta oscilação de baixa frequência é, primariamente, associada com a componente zonal do vento (Madden e Julian, 1971, 1972), porém, também se manifesta em outras variáveis, tais como, ROL,  $\psi$ ,  $\chi$ , geopotencial ( $\phi$ ), entre outras, como revisado em Madden e Julian (1994) e em Kousky e Kayano (1994).

As principais características da Oscilação de 30-60 dias são:

- escala de tempo preferencial de 30-60 dias;
- número de onda zonal 1;
- atua na escala global;
- apresenta uma defasagem de  $180^\circ$  entre os ventos em baixos e em altos níveis, na troposfera;
- propagam para leste e para o pólo.

A propagação das anomalias associadas à Oscilação de 30-60 dias são relativamente uniformes na área dos oceanos Índico e no Pacífico leste equatorial (Weickmann et al., 1985). No restante do domínio tropical as anomalias são menos pronunciadas e a propagação do sinal não é tão uniforme. Além disso, essa oscilação é mais proeminente no hemisfério de verão do que no hemisfério de inverno (Murakami e Nakazawa, 1985).

Vários estudos tem sido feitos para explicar esse modo de oscilação da atmosfera tropical. Lau e Phillips (1986) sugeriram que essa oscilação faz parte de um ajustamento de onda de Kelvin estacionária através de algum mecanismo de re-alimentação interna. Goswami e Rao (1994) apresentaram um mecanismo dinâmico para explicar a excitação seletiva de ondas de Kelvin equatorial na escala de tempo de 30-60 dias, através de um modelo de equações de água rasa na presença de processos úmidos (re-alimentação vento-evaporação e aquecimento devido à precipitação), num plano  $\beta$  equatorial. Goswami e Rao ressaltaram que a oscilação de 30-60 dias pode ser interpretada como um modo intrínseco da atmosfera tropical, gerado por instabilidades da onda de Kelvin.

#### d) Os Aglomerados de Nuvens

Os aglomerados de nuvens são sistemas convectivos com uma escala de 100-500 km e que contém tanto células convectivas profundas como precipitação estratiforme (Houze e Betts, 1981). Nakazawa (1988) mostrou que agrupamentos de aglomerados de nuvens muito grandes, denominado de super aglomerados, ocorrem em associação com os "Westerly bursts" (explosões nos ventos de oeste), confirmando o estudo teórico de Lau et al. (1989).

Uma consequência da existência de vários modos de oscilação atuando simultaneamente é a interação entre eles. Tem sido reconhecido em anos recentes que a variabilidade interanual associada com o ENOS é, aproximadamente, relacionada ao ciclo anual. Por exemplo:

- a) O ciclo anual parece ter um papel ativo em modificar o El Niño (Rasmusson e Carpenter, 1982);
- b) Um forte e fraco ciclo anual nos oceanos Índico e Pacífico Oeste tropical tendem a corresponder aos eventos El Niño e La Niña, respectivamente (Meehl, 1987);
- c) O modo bienal de variabilidade do ENOS tem fase firmemente fechada com as variações interanuais do ciclo anual (Rasmusson, 1991a);
- d) A migração zonal sazonalmente relacionada às anomalias do ciclo ENOS no pacífico equatorial exhibe uma fase preferida com o ciclo anual (Gill e Rasmusson, 1983).

Enquanto o ciclo do ENOS deve sua existência às interações oceano-atmosfera acoplados, a Oscilação de 30-60 dias evolui rapidamente, de tal forma que não parece estar dinamicamente acoplada com o oceano. Lau e Chan (1986) sugeriram que a área de máximo deslocamento da atividade intrasazonal para leste e para oeste está relacionada à expansão interanual para leste e contrações para oeste da poça quente de temperatura da superfície do mar (TSM) no Pacífico Oeste que são associadas com o ciclo ENOS. Assim, o ciclo ENOS bem como o ciclo anual, tem um papel fundamental na posição da atividade convectiva associada à Oscilação de 30-60 dias.

A relação entre a atividade convectiva de 30-60 dias e os aglomerados de nuvens tem sido descrita por Nakazawa (1988), que mostrou que os aglomerados de nuvens sinóticas movem-se para oeste através do envelope da atividade convectiva de 30-60 dias. Primeiro, cada aglomerado intensifica e, então, enfraquece um pouco à leste das posições comparáveis de seus predecessores, assim formando um super aglomerado propagando para leste

associado com as características de 30-60 dias. A velocidade de propagação desses aglomerados individuais é da ordem de  $8^{\circ}$  long dia<sup>-1</sup>.

Nos trópicos, a interação entre escalas temporais diferentes é um problema particularmente difícil e importante devido a predominância da convecção profunda, um processo que através da liberação de calor latente tem uma influência controladora em modificar e iniciar distúrbios. Poucos estudos sobre este tópico tem sido realizados sobre a América do Sul, sendo este um mecanismo pouco conhecido.

Santos (1985) estudou a relação entre a circulação de verão e a precipitação sobre a América do Sul, considerando as escalas interanual, de alta frequência (2-15 dias) e diurna. Seus resultados mostram que existe uma correspondência marcante entre a organização e a intensidade da Alta da Bolívia e a precipitação na América do Sul, nas escalas interanual e de alta frequência.

Casarin e Kousky (1986) e Kousky e Cavalcanti (1988) verificaram que, sobre a América do Sul, as variações na posição e na intensidade da ZCAS, podendo estar associadas à Oscilação de 30-60 dias.

Párraga (1991) analisou os espectros de potência e os espectros cruzados das séries temporais de vortacidade relativa identificando alguns modos de oscilação. Os principais deles apresentaram períodos de 30-60 dias, 12-15 dias, 7,5-8,5 dias e 4,8-5,7 dias. Os picos dominantes na área da Alta da Bolívia, do Cavado sobre o Atlântico Sul e da região da ZCAS tem período de 30-60 dias, podendo estar associados à Oscilação de 30-60 dias. Na faixa de alta frequência (2,5-6 dias) as

perturbações extratropicais constituem os principais mecanismos que induzem o padrão de comportamento da Alta da Bolívia, da ZCAS e da ZCPS. O Sul e o Sudeste do Brasil são as regiões mais sensíveis às oscilações intrasazonais do campo de vorticidade relativa.

Grimm (1992) através de funções de influência e de ROL verificou uma possível conexão entre a ZCPS e a ZCAS. Esta conexão está relacionada à migração da ZCPS para leste, que ocorre em eventos ENOS, introduzindo-a numa região de forte influência sobre o centro do cavado associado à ZCAS, com grande potencial para reforçar sua convecção. Este é um possível efeito do ENOS sobre a América do Sul, no verão. Além disso, as funções de influência mostram que há zonas de influências relativas aos centros de padrões associados à Oscilação de 30-60 dias distribuída em outras regiões tropicais além dos Oceanos Índico e Pacífico Equatoriais.

Jones (1990) investigou alguns aspectos da variabilidade de baixa frequência associada com a circulação de grande escala sobre a América do Sul, durante o verão. Em particular, verificou como as flutuações intrasazonais (5-90 dias) na posição da Alta da Bolívia estão relacionadas com a atividade convectiva sobre a América do Sul. Jones (1990) verificou que não há uma relação aparente entre as flutuações na posição da Alta da Bolívia e a atividade convectiva sobre a Amazônia no domínio das variações de baixa frequência. Além disso, ele obteve relações fracas, porém consistentes, entre o movimento da Alta da Bolívia e a convecção ao longo dos Andes e da ZCAS.

Kayano et al. (1990) discutiram as características da circulação atmosférica sobre o leste da Região Sudeste e o NEB no verão de 1989-1990. Nesse verão,

a alta variabilidade da precipitação tropical sobre a América do Sul parece ter sido fortemente relacionada com a atuação da Oscilação de 30-60 dias. Ressaltaram ainda que no verão do HS, em alguns anos, o desenvolvimento dessa oscilação de baixa frequência não se apresenta de forma regular. Foi sugerido que o monitoramento dessa oscilação é de suma importância para a previsão do tempo e do clima do país.

Kayano e Kousky (1992) investigaram a variabilidade intrasazonal nos trópicos através da análise de Funções Ortogonais Empíricas Extendidas (EEOF). Determinaram índices com base nos padrões anômalos de ROL obtidos pela análise das EEOF com o objetivo de fornecer subsídios para o monitoramento dessa oscilação de baixa frequência. Como uma aplicação, calcularam os índices para os períodos de novembro a março de 1987-88, 1989-90, 1991-92 e 1992-93. As amplitudes projetadas fornecem informações quanto à intensidade das oscilações. Uma comparação das amplitudes projetadas para esses períodos mostrou flutuações mais regulares e com magnitudes maiores em 1987-88 e em 1989-90 do que em 1991-92 e em 1992-93, indicando que a Oscilação de 30-60 dias esteve mais intensa e regular nos verões-outonos de 1987-88 e 1989-90. As Oscilações de 30-60 dias estiveram mais regulares durante os meses de dezembro de 1992-janeiro de 1993 e enfraqueceram-se no outono. Outra vantagem no uso de tais índices é a possibilidade de se estimar o período da oscilação. Nos períodos já citados, obteve-se oscilações em torno de 40 dias em 1987-88, 1991-92 e 1992-93, e em torno de 45-50 dias em 1989-90.

Os resultados obtidos em Párraga (1991) e em Jones (1990) mostraram que as escalas temporais sazonal, intrasazonal e de alta frequência são relevantes para a manutenção da circulação atmosférica de verão sobre a

América do Sul tropical. Uma metodologia utilizada para estudar a interação entre estas três escalas foi utilizada por Mak (1991), para estudar a energética em um caso de bloqueio no Atlântico Norte. Embora o contexto seja diferente, a relevância desse trabalho é o método de separar as escalas temporais.

### CAPÍTULO 3

#### DADOS E METODOLOGIA

Neste capítulo descreve-se os dados e a metodologia utilizados para estudar os balanços de vorticidade e de energia cinética nas componentes divergente e rotacional. Em seguida apresenta-se um estudo exploratório da presença, ou não, de periodicidades nos termos de energia. Por fim, descreve-se a metodologia de estudo da energética local.

#### 3.1 - DADOS UTILIZADOS

Tem sido bastante ressaltado na literatura como o Hemisfério Sul e a região tropical são deficientes em termos de cobertura de dados. Isso se deve, principalmente, à maior parte dessas regiões serem oceanos e à precariedade da rede de superfície e de radiossondas sobre os continentes. Em anos recentes, novas fontes de dados, tais como os obtidos de satélites e das análises globais de centros de previsão como o NMC e o ECMWF tem contornado este problema à medida que possibilita a geração de campos globais em ponto de grade.

Nesse estudo, os dados utilizados foram os campos em grades globais das componentes zonal ( $u$ ) e meridional ( $v$ ) do vento horizontal, de altura geopotencial ( $z$ ) e de temperatura do ar ( $T$ ), disponíveis na forma de coeficientes espectrais, com resolução R30, obtidos das análises objetivas operacionais do NMC. O arquivo de dados original disponível estende-se de novembro de 1985 a janeiro de 1991, em dois horários sinóticos (00:00 UTC e

12:00 UTC), em valores diários e em 12 níveis de pressão: 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70 e 50 hPa. Devido ao grande número de dados a serem processados, considerou-se apenas um horário sinótico (12:00 UTC). A escolha desse horário sinótico deveu-se à menor quantidade de falhas no registro total (apenas 3 dias), porém, as análises neste horário podem estar subestimando o campo divergente, de forma que isso pode ter implicações sobre os resultados obtidos. Como discutido na literatura, o ciclo diurno da divergência sobre a América do Sul é consideravelmente grande (Silva Dias et al., 1983; Santos, 1985; Figueroa et al., 1995). Este aspecto será avaliado no capítulo de resultados.

A partir dos coeficientes espectrais de  $u$  e  $v$ , calcularam-se os coeficientes espectrais de  $D$ ,  $\zeta$ ,  $\psi$ ,  $\chi$ ,  $u_\psi$ ,  $v_\psi$ ,  $u_\chi$  e  $v_\chi$  usando algumas propriedades dos harmônicos esféricos, como apresentado em Sela (1988), considerando a grade global. Com esse procedimento, todas as variáveis são consistentes com a resolução R30. O modelo espectral global R30 tem uma grade gaussiana no espaço físico para conversão fácil e precisa do espaço espectral para ponto de grade e vice-versa (Shuman, 1989). O termo grade gaussiana (grade latitude-longitude quase igualmente espaçada) é usado quando a integração meridional presente nas computações dos coeficientes espectrais emprega a técnica de quadratura gaussiana (Sela, 1980).

Na direção zonal, os coeficientes espectrais de todas as variáveis foram transformados e interpolados para pontos de grade via o método de Transformada Rápida de Fourier (FFT). A conversão da forma espectral para pontos de grade foi efetuada através de algumas subrotinas do modelo espectral operacional do Center for Ocean-Land-Atmosphere Studies (COLA)/CPTEC (Bonatti, 1993). O

fluxograma com as referências das subrotinas usadas encontra-se no Apêndice B. Maiores esclarecimentos sobre as equações e o processamento interno dessas subrotinas podem ser obtidos em Kanamitsu e Kistler (1988) e na documentação preparada por Figueroa et al. (1994).

A grade resultante é uniformemente espaçada, com  $3,75^\circ$  de longitude por  $2,37^\circ$  de latitude, cobrindo todo o globo, com 96 pontos na direção leste-oeste, ao longo de um círculo de latitude, e 76 pontos na direção norte-sul, ao longo de um meridiano de longitude (Sela, 1980).

A análise operacional do NMC é produzida pelo Sistema Global de Assimilação de Dados (SGAD), implantado em setembro de 1978. Esse sistema consiste de 3 componentes básicos, acionados num ciclo de 6 horas: um procedimento de análise objetiva de dados pelo método de interpolação ótima (IO), uma técnica não-linear de inicialização por modos normais (INMN) e um modelo espectral global de previsão que fornece o campo de "primeira tentativa" para a análise (Dey e Morrone, 1985). O esquema de análise objetiva das variáveis meteorológicas tem sido realizada rotineiramente no NMC desde outubro de 1955. Uma revisão sobre essa metodologia, de 1955 a 1988, é apresentada em Dey (1989). O modelo espectral global R30 usou o método de interpolação ótima multivariada, o qual foi introduzido na operação em 14 de agosto de 1982 (Trenberth e Olson, 1988; Shuman, 1989).

A análise global produzida pelo SGAD do NMC tem tornado-se um instrumento muito importante para monitorar o clima global (Kalnay et al., 1990). Muitos melhoramentos tem sido feitos no SGAD para tornar as previsões mais precisas. Entretanto, mudanças nos esquemas de análise pode introduzir mudanças nas estatísticas

climáticas que não são reais e sim, representam apenas os efeitos de mudar a forma com que as análises são feitas (Bonner, 1989). Dessa forma, a evolução do SGAD exerce algum impacto sobre os dados assimilados e é necessário cautela para conclusões tiradas dos produtos de saída do SGAD (Trenberth e Olson, 1988; Chen et al., 1995).

Trenberth e Olson (1988) revisaram as mudanças ocorridas no SGAD do NMC durante o período de 1979-1988, as quais são apresentadas na Figura 3.1. Dentre estas, destacam-se o aumento da resolução do modelo (em agosto de 1979), a inclusão da inicialização por modos normais não-linear diabático (em setembro de 1984) e a inclusão do ciclo diurno (em agosto de 1987). De acordo com Trenberth e Olson (1988), as principais quantidades afetadas no período analisado foram as componentes do vento divergente, os campos de movimento vertical associado e os campos de umidade. Os principais problemas nas análises do NMC antes de maio de 1986 ocorreram ao sul de 50° S. Em maio de 1986, falhas da ordem de 2,5 % podem, provavelmente, ser razoavelmente manuseadas completando os campos que faltam com interpolação. A confiabilidade do vento divergente analisado do NMC em 200 hPa melhorou constantemente durante os anos 80. Entretanto, o procedimento de análise não mudou substancialmente desde os melhoramentos significantes em 1986 e isso permite comparações do padrão do escoamento divergente que prevaleceu durante o episódio quente de 1986-1987 e as condições de índice alto subsequente de 1988-1989 (Rasmusson, 1991b). Além disso, a qualidade e a consistência das componentes rotacional e divergente da circulação atmosférica geradas dos dados do NMC são adequadas para avaliar muitos aspectos do balanço de vortacidade global, durante o verão, nos trópicos (Mo e Rasmusson, 1993).

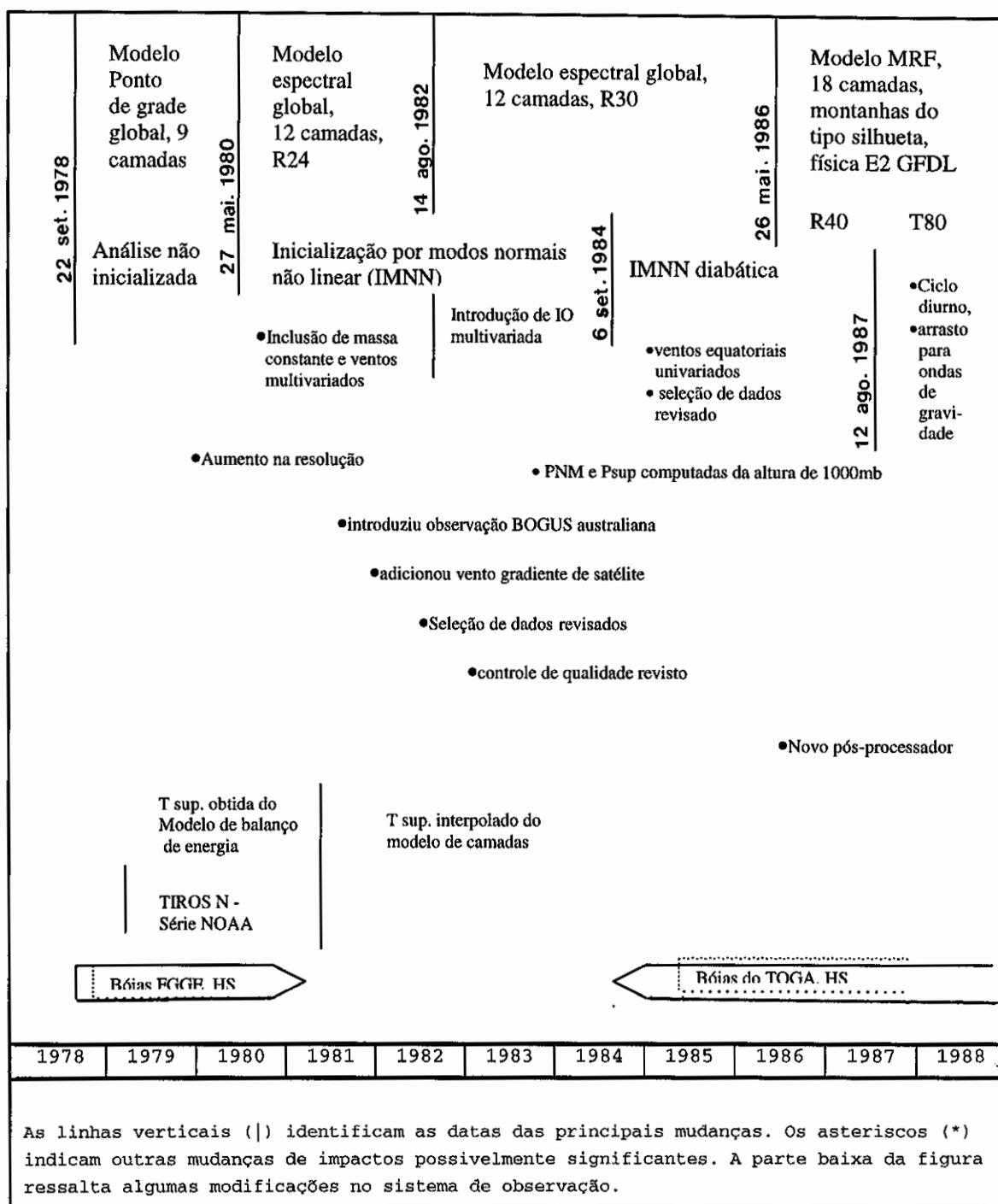


Fig. 3.1 - Principais mudanças no Sistema de Assimilação de Dados Globais do NMC, como uma função do tempo.  
 FONTE: Traduzida de Trenberth e Olson (1988), p. 1048.

### 3.2 - BALANÇO DE VORTICIDADE

A equação da vorticidade em um sistema de coordenadas esféricas ( $\lambda, \varphi, p$ ), para um escoamento médio no tempo (representado pela barra), e considerando as contribuições dos turbilhões transientes, pode ser escrita como (Holopainen e Oort, 1981):

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = \underbrace{-\vec{V}_H \cdot \nabla(\bar{\zeta} + f)}_a - \underbrace{\bar{\omega} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial p}}_c - \underbrace{(\bar{\zeta} + f) \nabla \cdot \vec{V}_H}_d +$$

$$\underbrace{-\hat{k} \cdot \nabla \bar{\omega}}_e \times \underbrace{\frac{\partial \vec{V}_H}}_{\partial p} + \underbrace{\nabla \times \vec{A}_H}_f + \underbrace{\nabla \times \vec{A}_V}_g + \underbrace{\nabla \times \vec{F}}_h - \underbrace{\overline{\zeta' \nabla \cdot \vec{V}'_H}}_i$$

(3.1)

onde:

- a) = Tendência de Vorticidade ( $s^{-2}$ );
- b) = Advecção horizontal de Vorticidade Absoluta ( $s^{-2}$ );
- c) = Advecção vertical de Vorticidade Relativa ( $s^{-2}$ );
- d) = Termo Divergente ( $s^{-2}$ );
- e) = Termo de Torção ( $s^{-2}$ );

- f) + g) + i) = Força horizontal devido à presença dos turbilhões transientes de grande escala ( $s^{-2}$ );
- h) = Contribuição das forças dissipativas por unidade de massa ( $\vec{F}$ ) devido à turbulência de pequena escala ( $s^{-2}$ ).

As contribuições dos termos f e g foram calculadas tomando o rotacional das relações para  $\vec{A}_H$  e  $\vec{A}_V$ , expressas por:

$$\vec{A}_H = A_\lambda \hat{i} + A_\varphi \hat{j} \quad (3.2)$$

onde:

$$A_\lambda = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \overline{u'u'} - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \overline{u'v'} \cos \varphi + \frac{\overline{u'v'}}{a} \tan \varphi \quad (3.3)$$

$$A_\varphi = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \overline{u'v'} - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \overline{v'v'} \cos \varphi + \frac{\overline{u'u'}}{a} \tan \varphi \quad (3.4)$$

$$\vec{A}_V = -\frac{\partial}{\partial p} \overline{\vec{V}'\omega'} \quad (3.5)$$

as variáveis  $u'$  e  $v'$  foram definidas de acordo com a metodologia apresentada em Oort e Rasmusson (1971), tal que:

$$u' = u - \bar{u} \quad (3.6)$$

$$v' = v - \bar{v} \quad (3.7)$$

onde  $\bar{u}$  e  $\bar{v}$  são as médias de cinco verões (DJF de 1985-86 a DJF 1989-90) e  $u$  e  $v$  são os valores diários de cada verão particular.

Na avaliação do balanço de vorticidade, expresso pela Equação 3.1, desprezou-se o termo a) por se considerar a resposta estacionária (os dados estão em valores mensais ou sazonais) e o termo h) por se ignorar as forças dissipativas.

Avaliaram-se os termos c) e e) apesar deles serem comparativamente pequenos, como mostrado pela análise de escala para o movimento de grande escala (Junsem, 1970), não apresentarem contribuições relevantes em 150 hPa (Sardeshmukh e Hoskins, 1985) e suas inclusões no balanço de vorticidade não contribuirão para fechar o balanço de vorticidade (Virji, 1982). Também avaliou-se o termo g) o qual é, tipicamente, uma ordem de magnitude menor que o termo f) (Holopainen, 1978a; Lau, 1979). Todos os cálculos foram feitos na grade global e suas derivadas, calculadas usando o método de diferenças finitas centradas no espaço.

Como as características mais relevantes da circulação sobre a América do Sul ocorrem em 200 hPa (nível próximo à máxima divergência associada ao fluxo convectivo tropical), o balanço de vorticidade foi calculado nesse nível. As implicações dessa escolha para o balanço de vorticidade não são relevantes, pois não há diferenças significativas nos cálculos usando o nível de 150 hPa ou de

200 hPa, para o verão (Mo e Rasmusson, 1993). Diferenças ligeiramente maiores nesses dois níveis foram observadas no inverno do HS (Mo e Rasmusson, 1993). Vários outros trabalhos realizados sobre este tópico, concordam com essas considerações feitas por Mo e Rasmusson (1993). Entretanto, isto deve ser avaliado caso a caso.

O balanço de vortacidade foi calculado em áreas climatologicamente significantes, tais como, as regiões da Alta da Bolívia e do Cavado à nordeste deste sistema, localizado no oceano Atlântico Sul, próximo à região Nordeste do Brasil. Estudos anteriores consideraram diferentes áreas limitadas representativas desses dois centros de ação (Santos, 1985; Carvalho, 1989; Párraga, 1991; Jones, 1990), como discutidos a seguir.

Santos (1985) estudou a evolução diária da circulação atmosférica em 200 hPa, no período de 29/01/1979 até 16/02/1979, a partir de dados extraídos das análises globais das componentes ( $u$ ,  $v$ ) obtidas do ECMWF, as 00:00 UTC e as 12:00 UTC. A metodologia de análise usada foi a técnica de composição dos dados com uma grade móvel centrada na Alta da Bolívia. Nessa análise, verificou-se que o centro da Alta da Bolívia percorreu uma trajetória de deslocamentos zonais, com um afastamento máximo de, aproximadamente,  $10^\circ$  de longitude (Santos, 1985, p. 78).

As áreas representativas da Alta da Bolívia e do Cavado à nordeste, como apresentadas em Carvalho (1989), foram definidas em função das médias espaciais dos campos de  $\zeta$  e de ROL, para o período de 1974 a 1984. Esses dados foram estimados das análises em ponto de grade de ( $u$ ,  $v$ ) e de ROL obtidas de sensores à bordo de satélites meteorológicos, obtidos do NMC. Analisando-se os campos de  $\zeta$  e de ROL, identificaram-se as regiões onde a Alta da

Bolívia e o Cavado ocorriam com maior frequência. Baseado nessa análise, verificou-se que a Alta da Bolívia e o Cavado apresentaram, respectivamente, os seguintes limites representativos: de  $7^{\circ}$  S a  $19,6^{\circ}$  S e de  $65^{\circ}$  W a  $50^{\circ}$  W e, de  $0^{\circ}$  S a  $14,8^{\circ}$  S e de  $30^{\circ}$  W a  $15^{\circ}$  W (Carvalho, 1989, p. 21).

O tamanho e a forma das áreas representativas dos sistemas Alta da Bolívia e Cavado, segundo Párraga (1991), foram definidos com base na variabilidade latitudinal dos centros desses sistemas, mes a mes, desde novembro de 1979 até março de 1980, a partir dos campos espaciais de  $\zeta$ , calculados com dados de  $(u, v)$  analisados, obtidos do NMC. Os limites representativos da Alta da Bolívia foram de  $15^{\circ}$  S a  $24,2^{\circ}$  S e de  $60^{\circ}$  W a  $70^{\circ}$  W e do Cavado sobre o Atlântico Sul, de  $10^{\circ}$  S a  $15^{\circ}$  S e de  $25^{\circ}$  W a  $30^{\circ}$  W (Párraga, 1991, p. 24).

Jones e Horel (1990) ressaltou que a utilização do campo de  $\zeta$  não é adequada para definir o centro da Alta da Bolívia devido ao forte cisalhamento horizontal do vento observado na posição sul desse sistema. Para evitar-se esse problema, desenvolveu-se um algoritmo que usa os campos de ROL e de  $\Phi$  em 200 hPa e o raio de curvatura de seus contornos. Com base nesse algoritmo, foi definida a posição da Alta da Bolívia pelo ponto de grade com mínimo raio de curvatura. Essas análises foram realizadas com dados de 1980 a 1987, obtidos do ECMWF, considerando pântadas para cada estação do ano. A posição climatológica do centro da Alta da Bolívia foi definida por Jones e Horel (1990), pelas coordenadas  $15^{\circ}$  S- $17,5^{\circ}$  S e  $70^{\circ}$  W- $65^{\circ}$  W. Outra região onde, freqüentemente, verificou-se o centro da Alta da Bolívia foi entre  $20^{\circ}$  S a

22,5°S e entre 67,5°W a 62,5°W, tendo sido denominada essa localização de posição sul desse sistema.

No caso do Cavado sobre o Atlântico Sul, não se encontrou na literatura uma definição mais refinada para seus limites representativos. Em geral, o foco é sobre a Alta da Bolívia e, nessa análise, verifica-se a presença, ou não, do Cavado à leste. Em função disso, analisa-se o Cavado. Dean (1971) sugeriu que o sistema Alta da Bolívia - Cavado são acoplados e muitos estudos já citados na literatura verificaram a presença do Cavado em altos níveis, à leste da Alta da Bolívia, durante o verão do HS.

Dada a falta de uma metodologia totalmente representativa para a localização da Alta da Bolívia e do Cavado à nordeste, optou-se pela análise em pontos de grade. Outro aspecto dessa escolha se refere aos dados utilizados nesse trabalho, os quais estão na forma de coeficientes espectrais com resolução R30, apresentados em maiores detalhes no item 3.1. As características mais curtas na direção zonal especificadas pelo R30 é da ordem de 12° de longitude. Como os sistemas Alta da Bolívia e Cavado ocupam uma área espacialmente pequena, há regiões de convergência/divergência, que ao se considerar caixas representativas destes, ao tomar-se a média daquela área, pode-se estar subestimando os termos do balanço de vorticidade, já que estes podem ser reduzidos ou anulados.

Assim, considerou-se a grade delimitada pelas latitudes 5° S e 30° S e pelas longitudes 85° W e 15° W, conforme apresentado na Figura 3.2, para a análise do balanço de vorticidade na região da Alta da Bolívia e do Cavado. Os pontos de grade são espaçados de 5°, totalizando 90 pontos para cada termo do balanço de vorticidade. Os limites da grade são adequados para a análise do balanço de

vorticidade nos dois sistemas de tempo considerados, pois, incluem as localizações dos seus centros como discutidos nos resultados dos trabalhos citados anteriormente. Os perfis verticais médios climatológicos de verão foram plotados e analisados.

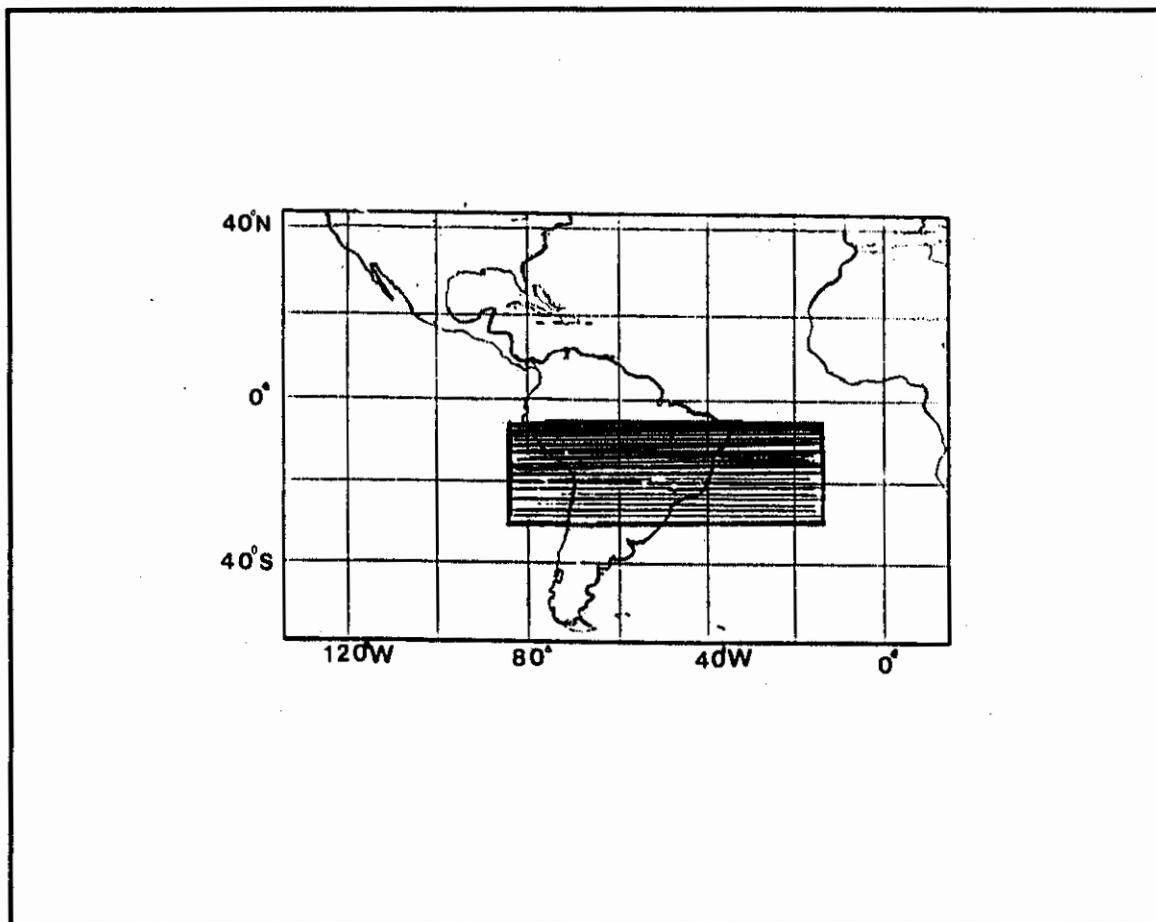


Fig. 3.2 - Região limitada ( $5^{\circ}$  S- $30^{\circ}$  S;  $85^{\circ}$  W- $15^{\circ}$  W), representada pela área hachurada, para análise dos perfis verticais nas regiões da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul. Os pontos de grade são espaçados de  $5^{\circ}$ .

### 3.3 - BALANÇO DE ENERGIA CINÉTICA

O balanço de energia cinética foi calculado considerando a energia cinética por unidade de massa nas componentes rotacional ( $K_\psi$ ) e divergente ( $K_\chi$ ). Essa partição foi feita com o uso do teorema de Helmholtz (Holton, 1992):

$$\vec{V}_H = \vec{V}_\psi + \vec{V}_\chi = \hat{k} \times \nabla\psi - \nabla\chi \quad (3.8)$$

quando

$$\nabla \times \vec{V}_\chi = 0 \quad (3.9)$$

e

$$\nabla \cdot \vec{V}_\psi = 0 \quad (3.10)$$

onde:

$$\begin{aligned} \vec{V}_H &= \text{vento horizontal } (ms^{-1}); \\ \vec{V}_\psi, \vec{V}_\chi &= \text{partes rotacional e divergente do campo de} \\ &\text{vento horizontal, respectivamente } (ms^{-1}); \end{aligned}$$

$\psi, \chi$  = função de corrente e velocidade potencial,  
respectivamente ( $m^2 s^{-1}$ );  
 $\hat{k}$  = vetor unitário, com direção vertical.

As funções  $\psi$  e  $\chi$  podem ser determinadas como solução das equações de Poisson:

$$\zeta = \hat{k} \cdot \nabla \times \vec{V}_H = \nabla^2 \psi \quad (3.11)$$

$$D = -\nabla \cdot \vec{V}_H = -\nabla^2 \chi \quad (3.12)$$

onde  $D$  é a divergência. As soluções dessas equações dependem das condições de contorno na fronteira da região, tais como: os valores de  $\psi$  e  $\chi$  nos contornos (condição de Dirichlet), ou então, suas derivadas normais ao contorno  $\frac{\partial \chi}{\partial n}$  e  $\frac{\partial \psi}{\partial n}$  (condição de Neumann), ou ainda, uma combinação das duas anteriores (condição mista). A escolha de condições de contorno apropriadas para áreas limitadas, é um problema complexo e ainda em aberto, pois deve-se ter um grande cuidado para que os resultados não sejam contaminados por uma reflexão errônea de energia nos contornos e que não garantam a partição correta do vento nas componentes rotacional e divergente. Várias formulações de condições de contorno para  $\psi$  e  $\chi$  em áreas limitadas têm sido usadas e discutidas na literatura (por exemplo, Stephens e Johnson, 1978; Kurikara e Bender, 1983; Lynch, 1988, 1989; Xu e Keyser, 1993; Xu e Davies-Jones, 1993). Uma sugestão para tal problema é usar uma área global (Rasmusson e Mo, 1993) e considerar apenas a área limitada de interesse, pois, se

o domínio é global, a divisão do vento nas partes divergente e rotacional divide a energia em partes correspondentes.

Para deduzir as equações para as taxas de variação das energias cinéticas divergente e rotacional, considerou-se as equações da vorticidade e da divergência (Equações 3.13 e 3.14, respectivamente) e a equação hidrostática (Equação 3.15), conforme apresentado em Haltiner (1971). A escolha das Equações 3.13 e 3.14 tem como objetivo incorporar a variação do parâmetro de Coriolis ( $f$ ) com a latitude (parâmetro  $\beta$ ) e, a da Equação 3.15, garantir que a energia cinética seja conservada (Lorenz, 1960). As equações da continuidade e da energia termodinâmica são expressas pelas Equações 3.16 e 3.17, respectivamente.

O conjunto completo de equações, para uma atmosfera hidrostática e adiabática, escritas no sistema de coordenadas  $(x, y, p, t)$ , é apresentado a seguir:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \vec{V}_H \cdot \nabla \zeta + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + \beta v + (\zeta + f) \nabla \cdot \vec{V}_H + \\ + \hat{k} \cdot (\nabla \omega \times \frac{\partial \vec{V}_H}{\partial p}) + \hat{k} \cdot \nabla \times \vec{F} = 0 \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} + \nabla \cdot [(\vec{V}_H \cdot \nabla) \vec{V}_H] + \nabla \omega \cdot \frac{\partial \vec{V}_H}{\partial p} + \omega \frac{\partial D}{\partial p} + \\ + \nabla \cdot (f \hat{k} \times \vec{V}_H) + \nabla \cdot (\alpha \nabla p) + \nabla \cdot \vec{F} = 0 \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha = -\frac{RT}{P} \quad (3.15)$$

$$D + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \vec{V}_H \cdot \nabla \left( \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \sigma \omega = \frac{\dot{H}}{C_p} \quad (3.17)$$

onde:

- $f$  = parâmetro de Coriolis,  $f = 2\Omega \sin \varphi$  ( $s^{-1}$ );
- $\Omega$  = velocidade angular de rotação da Terra  
( $\Omega = 7,29 \times 10^{-5} \text{ rad } s^{-1}$ );
- $\vec{F}$  = força dissipativa (por unidade de massa)  
( $ms^{-2}$ );
- $P$  = pressão (hPa);
- $R$  = constante do gás para o ar seco  
( $R = 287,04 \text{ Jkg}^{-1}K^{-1}$ );
- $T$  = temperatura (K);
- $\omega$  = componente vertical do vento ( $hPa \text{ } s^{-1}$ );
- $\Phi$  = geopotencial ( $\Phi = gz$ , dado em  $m^2 s^{-2}$ );
- $g$  = aceleração da gravidade ( $= 9,8 \text{ } ms^{-2}$ );
- $z$  = altura geopotencial (m);
- $\alpha$  = volume específico do ar ( $m^3 \text{ } kg^{-1}$ );
- $\beta$  = parâmetro Beta,  $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ , ( $ms^{-1}$ );
- $\sigma$  = parâmetro de estabilidade estática,  
 $\sigma = -\alpha \frac{\partial \theta}{\partial p}$  ( $kg^{-2} Km^4 s^{-2}$ );
- $\theta$  = temperatura potencial (K).
- $\dot{H}$  = aquecimento radiativo

$$c_p = \text{calor específico à pressão constante}$$

$$(c_p = 1004 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1})$$

Considerando-se as identidades (Haltiner, 1971):

$$\nabla \cdot (f \nabla g) = f \nabla^2 g + \nabla f \cdot \nabla g \quad (3.18)$$

$$(\vec{V}_H \cdot \nabla) \vec{V}_H = \frac{1}{2} \nabla \vec{V}_H^2 - \vec{V}_H \times (\nabla \times \vec{V}_H) \quad (3.19)$$

$$\nabla \cdot (\vec{A} \times \vec{B}) = \vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{A}) - \vec{A} \cdot (\nabla \times \vec{B}) \quad (3.20)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad (3.21)$$

onde  $\vec{A}$  e  $\vec{B}$  são grandezas vetoriais quaisquer,  $h$  e  $t$  são duas funções genéricas escalares, e a expressão do Jacobiano ( $J$ ), escrito na forma advectiva, dada por:

$$J(f, g) = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial g}{\partial y} - \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial g}{\partial x} \quad (3.22)$$

e substituindo-se as relações 3.8, 3.11 e 3.12, respectivamente, nas Equações 3.13 e 3.14, com alguns rearranjos de termos, chega-se às seguintes expressões:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + J(\psi, \nabla^2 \psi + f) - \nabla \chi \cdot \nabla (\nabla^2 \psi) + \\
& + \omega \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi - \nabla^2 \psi \nabla^2 \chi - \nabla \cdot f \nabla \chi + \\
& + \nabla \omega \cdot \nabla \left( \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) - J \left( \omega, \frac{\partial \chi}{\partial p} \right) + \hat{k} \cdot \nabla \times \vec{F} = 0
\end{aligned} \tag{3.23}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} (-\nabla^2 \chi) + \frac{1}{2} \nabla^2 (\nabla \psi) + \frac{1}{2} \nabla^2 (\nabla \chi) - (\nabla^2 \psi)^2 + \\
& - J(\psi, \nabla^2 \chi) + \nabla^2 J(\psi, \chi) - \nabla \psi \cdot \nabla (\nabla^2 \psi) + \\
& - J \left( \omega, \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) - \nabla \omega \cdot \nabla \left( \frac{\partial \chi}{\partial p} \right) - \omega \frac{\partial}{\partial p} (\nabla^2 \chi) + \\
& - \nabla \cdot f \nabla \psi + J(f, \chi) + \nabla^2 \Phi + \nabla \cdot \vec{F} = 0
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Multiplicando-se as Equações 3.23 e 3.24 por  $-\psi$  e por  $\chi$ , respectivamente, e considerando-se que:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} v_\psi^2 \right) = \frac{\partial}{\partial t} (K_\psi) = \nabla \cdot \left( \psi \nabla \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) - \psi \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi \tag{3.25}$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} v_\chi^2 \right) = \frac{\partial}{\partial t} (K_\chi) = \nabla \cdot \left( \chi \nabla \frac{\partial \chi}{\partial t} \right) - \chi \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \chi \tag{3.26}$$

com alguns rearranjos de termos, chega-se às relações para as taxas de variação de  $K_\psi$  e  $K_\chi$ , dadas por:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} K_{\psi} = & \nabla \cdot \psi \nabla \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) - \psi \nabla \cdot f \nabla \chi - \psi \nabla \chi \cdot \nabla (\nabla^2 \psi) + \\
& - \psi \nabla^2 \psi \nabla^2 \chi + \psi \omega \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi + \psi \nabla \omega \cdot \nabla \left( \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) + \\
& - \psi J \left( \omega, \frac{\partial \chi}{\partial p} \right) + \psi J \left( \psi, \nabla^2 \psi + f \right) + F_{\psi}
\end{aligned} \tag{3.27}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} K_{\chi} = & \nabla \cdot \left( \chi \nabla \frac{\partial \chi}{\partial t} \right) - \chi \nabla^2 \Phi + \chi \nabla \cdot f \nabla \psi + \chi (\nabla^2 \psi)^2 + \\
& - \chi \nabla^2 \left( \frac{\nabla \psi}{2} \right) - \chi \nabla^2 \left( \frac{\nabla \chi}{2} \right) + \chi \nabla \psi \cdot \nabla (\nabla^2 \psi) + \\
& + \chi \omega \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \chi + \chi \nabla \omega \cdot \nabla \left( \frac{\partial \chi}{\partial p} \right) + \chi J \left( \omega, \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) + \\
& + \chi \nabla^2 J \left( \psi, \chi \right) - \chi J \left( f, \chi \right) + \chi J \left( \chi, \nabla^2 \psi \right) + F_{\chi}
\end{aligned} \tag{3.28}$$

onde:

$$F_{\psi} = \psi \hat{k} \cdot \nabla \times \vec{F} \tag{3.29}$$

$$F_{\chi} = -\chi \nabla \cdot \vec{F} \tag{3.30}$$

Integrando-se as Equações 3.27 e 3.28 no domínio horizontal e vertical (de 1000 hPa a 50 hPa), com alguns rearranjos de termos, pode-se expressar as taxas de variação das equações da energia cinética para as componentes rotacional e divergente, pelas seguintes relações:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \overline{K_{\psi}} = & \overline{B_{\psi}} + \overline{f \nabla \psi \cdot \nabla \chi} + \overline{\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi} + \\
& + \overline{\nabla^2 \chi \frac{(\nabla \psi)^2}{2}} + \overline{\omega J \left( \psi, \frac{\partial \chi}{\partial p} \right)} + \overline{F_{\psi}}
\end{aligned} \tag{3.31}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\overline{K_x}} = \overline{\overline{B_x}} - \overline{\overline{\chi \nabla^2 \Phi}} - \overline{\overline{f \nabla \psi \cdot \nabla \chi}} - \overline{\overline{\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi}} + \\ - \overline{\overline{\nabla^2 \chi \frac{(\nabla \psi)^2}{2}}} - \overline{\overline{\omega J \left( \psi, \frac{\partial \chi}{\partial p} \right)}} + \overline{\overline{F_x}} \end{aligned} \quad (3.32)$$

onde as barras duplas representam integrações horizontais e verticais,  $\overline{\overline{B_x}}$  e  $\overline{\overline{B_\psi}}$  denotam os fluxos nos contornos, o termo  $\overline{\overline{-\chi \nabla^2 \Phi}}$  representa a conversão entre EPD e  $K_x$  ( $\overline{\overline{C(EPD, K_x)}}$ ) e os demais termos do lado direito, as interações entre  $\psi$  e  $\chi$ . A soma dos 4 termos de interação entre  $\psi$  e  $\chi$  representa a conversão entre  $K_x$  e  $K_\psi$ , denotada por  $\overline{\overline{C(K_x, K_\psi)}}$ .

Com essa notação as Equações 3.31 e 3.32, para um domínio regional, podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \overline{\overline{K_\psi}}}{\partial t} = \overline{\overline{B_\psi}} + \overline{\overline{C(K_x, K_\psi)}} + \overline{\overline{D(K_\psi)}} \quad (3.33)$$

$$\frac{\partial \overline{\overline{K_x}}}{\partial t} = \overline{\overline{B_x}} + \overline{\overline{C(EPD, K_x)}} - \overline{\overline{C(K_x, K_\psi)}} + \overline{\overline{D(K_x)}} \quad (3.34)$$

onde:

$$\overline{\overline{C(EPD, K_x)}} = \overline{\overline{-\chi \nabla^2 \Phi}} \quad (3.35)$$

$$\overline{\overline{C(K_x, K_\psi)}} = \overline{\overline{f \nabla \psi \cdot \nabla \chi}} + \overline{\overline{\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi}} + \overline{\overline{\nabla^2 \chi ((\nabla \psi)^2) / 2}} + \overline{\overline{\omega J \left( \psi, \frac{\partial \chi}{\partial p} \right)}} \quad (3.36)$$

$$\overline{D(K_\psi)} = \overline{F_\psi} \quad (3.37)$$

$$\overline{D(K_\chi)} = \overline{F_\chi} \quad (3.38)$$

Um diagrama esquemático do ciclo de energia em um domínio regional, mostrando as diferentes formas de energia, os termos de conversões, de dissipações e de fluxos de energia como visto nas Equações 3.33 e 3.34, é apresentado na Figura 3.3. As flechas na Figura 3.3 indicam as direções das conversões de energia. Nesse ciclo, os termos de conversões são positivos. A simbologia dos termos é a mesma apresentada no texto.

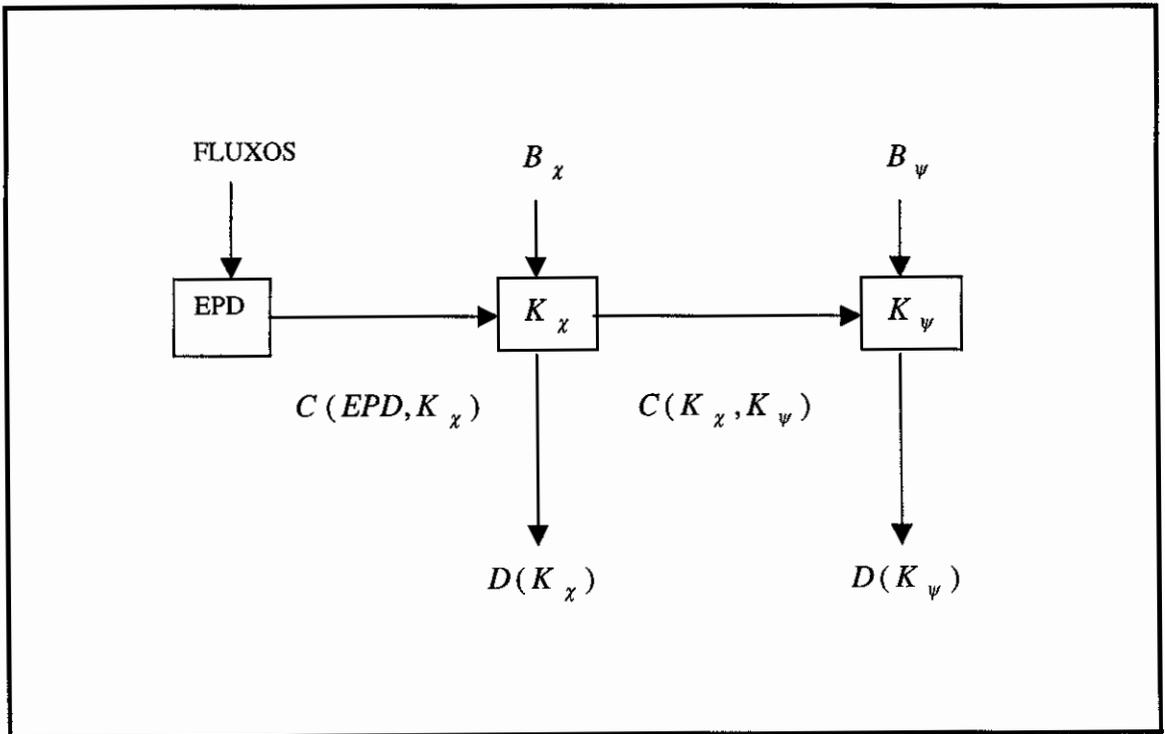


Fig. 3.3 - Diagrama esquemático mostrando o ciclo de energia nas componentes divergente e rotacional, para um domínio regional.

A análise do diagrama ilustrado na Figura 3.3, desprezando-se as contribuições dos termos de fluxos e de dissipação de energia, mostra que  $K_\chi$  pode variar tanto pela conversão com EPD (através do termo  $C(EPD, K_\chi)$ ) como pelas trocas de energia com  $K_\psi$  (através do termo  $C(K_\chi, K_\psi)$ ). Por outro lado,  $K_\psi$  só pode variar através das interações com  $K_\chi$  (através do termo  $C(K_\chi, K_\psi)$ ).

A interpretação física de cada termo é como segue:

a) TERMO 1:  $f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$

Este termo mostra o efeito da força de Coriolis nas trocas de energia entre as componentes  $K_\chi$  e  $K_\psi$ , com o sinal de  $f$  sendo positivo no HN e negativo no HS.

Embora a energia cinética só se altere através das forças do gradiente de pressão e dissipativas, o efeito da força de Coriolis é indireto. Mudando-se a direção do escoamento devido ao efeito de Coriolis, altera-se a forma como as forças de gradiente de pressão e dissipativas podem criar ou destruir energia cinética. No balanço de energia cinética nas componentes  $K_\chi$  e  $K_\psi$ , o parâmetro de Coriolis atua apenas nas trocas de energia entre essas duas componentes, pois, apesar de  $f$  aparecer nas equações de balanço, ele não altera o balanço de energia cinética, pois quando somadas as Equações 3.31 e 3.32, esse termo (e todos os demais termos de conversão de

energia entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$ ) se cancela, como era de se esperar, já que  $f$  não pode ser uma fonte de energia na atmosfera (Grotjahn, 1993).

A magnitude do termo de Coriolis depende da orientação relativa de  $\nabla\psi$  e de  $\nabla\chi$ . Se  $\nabla\psi \cdot \nabla\chi$  for  $> 0$ , tem-se que no HN ( $f$  é positivo) as trocas de energia são de  $K_\chi$  para  $K_\psi$  e, no HS ( $f$  é negativo), é o oposto. Se  $\nabla\psi \cdot \nabla\chi$  for  $< 0$ , as trocas de energia são de  $K_\psi$  para  $K_\chi$  no HN e o oposto no HS. Se  $\nabla\psi$  e  $\nabla\chi$  são perpendiculares, não há trocas de energia entre estas componentes.

b) TERMO 2:  $\nabla^2\psi \nabla\psi \cdot \nabla\chi$

Este termo expressa o efeito da vorticidade, desde que  $\zeta = \nabla^2\psi$ , sobre as trocas de energia entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$ . Este termo é mais importante próximo do equador onde o termo de Coriolis é pequeno. Nos trópicos,  $|\zeta| \approx |f|$ , enquanto que em latitudes médias  $|\zeta| \ll |f|$ , podendo ser desprezado. A ordem de magnitude desse termo também depende da orientação de  $\nabla\psi$  e de  $\nabla\chi$ , como discutido anteriormente.

c) TERMO 3:  $\nabla^2\chi \frac{(\nabla\psi)^2}{2}$

Esse termo expressa a covariância entre a divergência horizontal ( $\nabla \cdot \vec{v}_H = -\nabla^2\chi$ ) e a energia cinética da componente rotacional ( $K_\psi = \frac{V_\psi^2}{2} = \frac{\nabla\psi \cdot \nabla\psi}{2}$ ).

d) TERMO 4:  $\omega J(\psi, \frac{\partial \chi}{\partial p})$

Este termo expressa o papel do movimento vertical nas trocas de energia, desde que:

$$\frac{\partial \chi}{\partial p} \approx -\lambda^2 \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \chi \quad (3.39)$$

onde  $\lambda^2$  é o raio de deformação de Rossby, expresso por:

$$\lambda^2 = \frac{f^2}{\sigma \Delta p^2} \quad (3.40)$$

o que significa que regiões de grande  $\frac{\partial \chi}{\partial p}$  são também regiões de grande variação de convergência vertical. As trocas de energia podem ocorrer, em geral, se há movimento ascendente.

e) TERMO 5:  $-\chi \nabla^2 \phi$

Este termo expressa o papel das circulações verticais (circulação leste-oeste e circulação de Hadley) na liberação de EPD, associado ao ascenso de ar relativamente quente e ao descenso de ar relativamente frio, dentro da área de interesse, pois,

$$-\chi \nabla^2 \phi = -\omega \alpha \quad (3.41)$$

Se  $-\chi \nabla^2 \phi$  é positivo, a conversão é do tipo EPD  $\rightarrow K_\chi$ . Se  $-\chi \nabla^2 \phi$  é negativo a conversão é o oposto.

Neste trabalho, calcularam-se os termos KBAR ( $K_{BAR} = \frac{\bar{u}^2}{2}$ ),  $K_\chi$  ( $K_\chi = \frac{u_\chi^2 + v_\chi^2}{2}$ ),  $K_\psi$  ( $K_\psi = \frac{u_\psi^2 + v_\psi^2}{2}$ ) e os termos de conversões de energia ( $C(EPD, K_\chi)$  e  $C(K_\chi, K_\psi)$ ), considerando a grade global, integrando-os nas áreas de interesse e na vertical. Essa análise foi útil para comparar as magnitudes e as direções dos termos de conversão de energia. Isso permitiu uma interpretação física do ciclo de energia sobre a América do Sul e, assim, pôde-se inferir qual (is) o (s) mecanismo (s) responsáveis pelo padrão de circulação atmosférica, de tempo e de clima, durante o verão, sobre o Brasil.

A integração na vertical foi feita aplicando-se um peso a cada nível de pressão, de acordo com a metodologia usada por Obasi (1963). Para o cálculo do termo  $\omega J(\psi, \frac{\partial \chi}{\partial p})$ , o movimento vertical foi calculado através do método cinemático, conforme descrito no Apêndice A, na grade global. Os termos na forma de derivadas foram calculados usando o método de diferenças finitas centradas no espaço. Não foram avaliados os termos de fluxos pois seu cálculo foi feito considerando a área global e as integrações feitas num domínio regional, de tal forma que pode-se assumir que, num domínio fechado, estes termos são nulos (Krishnamurti e Ramanathan, 1982; Rasmusson e Mo, 1993). Também não foram calculados os termos de dissipação.

A variabilidade espacial e temporal dos termos de energia foram plotadas e analisadas.

Uma análise mais detalhada sobre as trocas de energia nas componentes divergente e rotacional foi feita em um estudo de casos onde selecionaram-se duas estações de verão consideradas anômalas, sendo uma caracterizada por condições de seca (NDJF 1986-87) e outra por enchente (NDJF 1988-89) na maior parte do Brasil. As características médias sazonais (médias de 5 anos) da circulação atmosférica sobre a América do Sul na estação de verão foram analisadas e comparadas às dos verões de 1986-87 e de 1988-89. Isso foi feito através dos campos espaciais de divergência, de vorticidade relativa, de movimento vertical, de função de corrente, de velocidade potencial e dos termos de energia nas equações de balanço de energia cinética divergente e rotacional. Por fim, traçou-se uma explicação qualitativa dessas anomalias na circulação atmosférica sobre o Brasil, nesses dois verões, à luz do balanço de energia cinética.

### 3.4 - PERIODICIDADES NOS PARÂMETROS DE ENERGIA

Para caracterizar as flutuações temporais predominantes nos parâmetros de energia, além das do ciclo anual, estimaram-se os espectros dos termos  $K_{BAR}$ ,  $K_{\psi}$  e  $K_{\chi}$ , todos estes em 200 hPa, e dos termos de conversão entre EPD e  $K_{\chi}$  e entre  $K_{\chi}$  e  $K_{\psi}$ , integrados nas áreas 1, 2 e 3 (Figura 1.3) e na vertical. Como os resultados da área 1 são a soma das duas outras áreas, compararam-se apenas os resultados obtidos para as áreas 2 e 3.

Como a atividade convectiva e a circulação atmosférica de grande escala sobre a América do Sul exibem um forte ciclo anual (Santos, 1985; Oliveira, 1986; Jones, 1990), inicialmente este foi removido das séries temporais completas (1918 dias). Isto foi feito calculando-se o valor médio para cada mes do ano, considerando os 5 anos. Em seguida, subtraiu-se o valor diário de cada mes do valor médio mensal. A partir das séries temporais completas sem o ciclo anual, construíram-se as séries para cada verão (120 dias, desde 1 de novembro até 28 de fevereiro)) e para cada inverno (123 dias, desde 1 de maio até 31 de agosto).

O método utilizado para a estimativa dos espectros foi baseado no cálculo dos coeficientes de autocorrelação, conforme descrito em Mitchel et al. (1966) e em Essenwanger (1986). Nesse método, inicialmente ajusta-se a hipótese nula do espectro para ruídos branco e vermelho. A hipótese nula para ruído branco foi determinada verificando-se se o primeiro coeficiente de correlação ( $r_1$ ) não difere de zero por uma quantidade estatisticamente significativa, nesse caso, foi de 95 %. A hipótese nula para ruído vermelho (persistência Markoviano) foi assumida se as relações  $r_2 \cong r_1^2$ ,  $r_3 \cong r_1^3$ , etc, onde  $r_2$ ,  $r_3$ , são os coeficientes de correlação seguintes, são válidas. Um teste de significância estatístico a 95 % para a hipótese nula de persistência de ruído vermelho Markoviano foi aplicado aos resultados dos espectros estimados. Esse nível de significância foi computado baseado na distribuição de chi-quadrado. As curvas de significância a 90 % e a 95 % foram traçadas em todos os espectros. O método de cálculo dos espectros estimados é apresentado com maiores detalhes no Apêndice C.1. Tendo-se estabelecido a presença de periodicidades dominantes dos termos de energia através dos espectros estimados, uma melhor precisão destas periodicidades foi determinada através da filtragem das

séries temporais de cada parâmetro de energia com um filtro passa-banda recursivo Butterworth de 4ª ordem centrado no pico. Esse filtro tem sido descrito com melhores detalhes em Krishnamurti et al. (1990). No Apêndice C.2 apresenta-se os programas utilizados usando o MATLAB, para filtragem com o filtro Butterworth. Devido a presença de diferentes periodicidades observadas nos termos de energia através dos espectros estimados, filtrou-se o sinal com diversos filtros passa banda Butterworth em diferentes bandas. Apresenta-se na Figura 3.4 a função resposta em frequência do filtro Butterworth de 30-40 dias.

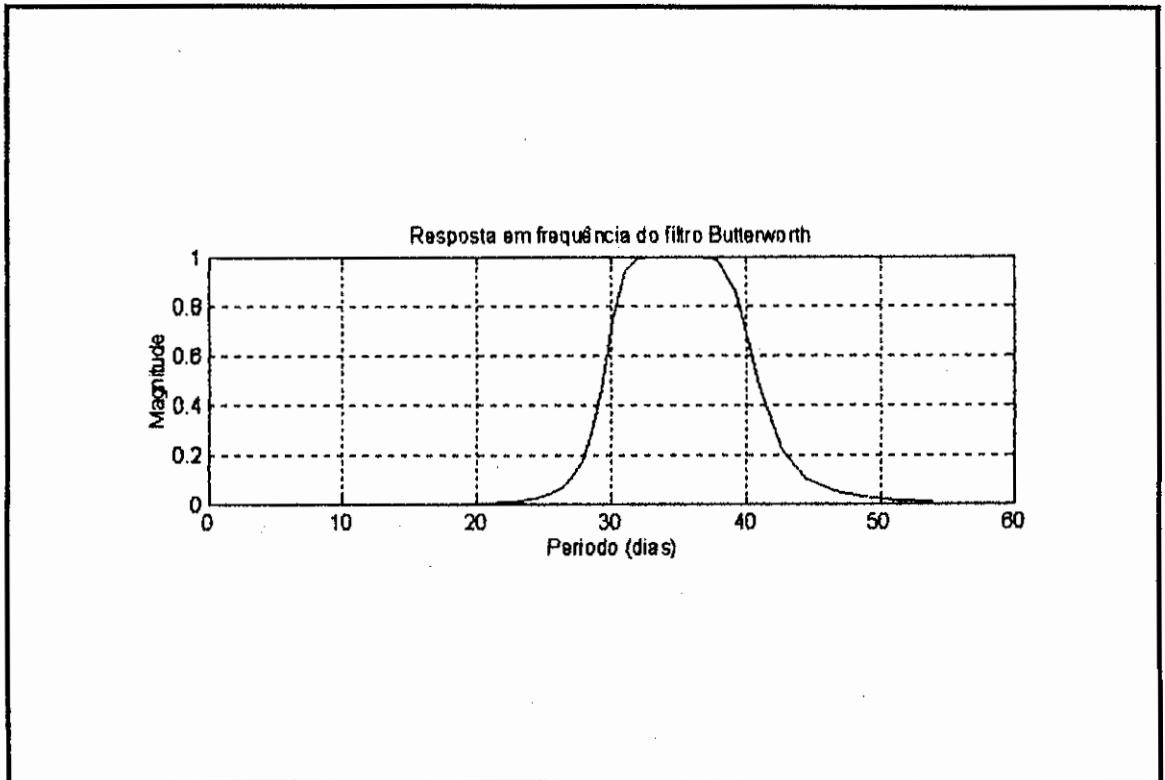


Fig. 3.4 - Função resposta do filtro recursivo passa banda Butterworth de 4ª ordem na banda de 30-40 dias.

### 3.5 - INTERAÇÃO ENTRE ESCALAS TEMPORAIS

A interação entre as escalas sazonal, intrasazonal e de alta frequência foi estudada através da metodologia utilizada em Mak (1991), a qual é descrita a seguir.

Cada parâmetro meteorológica  $\xi = u, v, z, T$ , em cada ponto de grade, em cada mapa de tempo e em cada nível de pressão foi particionada em 3 componentes: uma sazonal, uma intrasazonal e outra de alta frequência, referenciadas pelos índices zero, um e dois, respectivamente, tal que:

$$\xi = \xi_0 + \xi_1 + \xi_2 \quad (3.42)$$

A partição nessas 3 componentes foi feita por 3 operadores lineares denotados por  $L_n$ . Esses operadores foram construídos com o uso de dois filtros digitais, um para eliminar as flutuações de alta frequência e intrasazonal (operação média corrida de 91 dias) e, o outro, para eliminar apenas as flutuações de alta frequência (operação média corrida de 7 dias). Por conveniência, esses dois filtros são representados pelos símbolos til ( $\sim$ ) e acento circunflexo ( $\hat{\phantom{x}}$ ), respectivamente. A resposta em frequência para ambos os filtros são apresentadas na Figura 3.5.

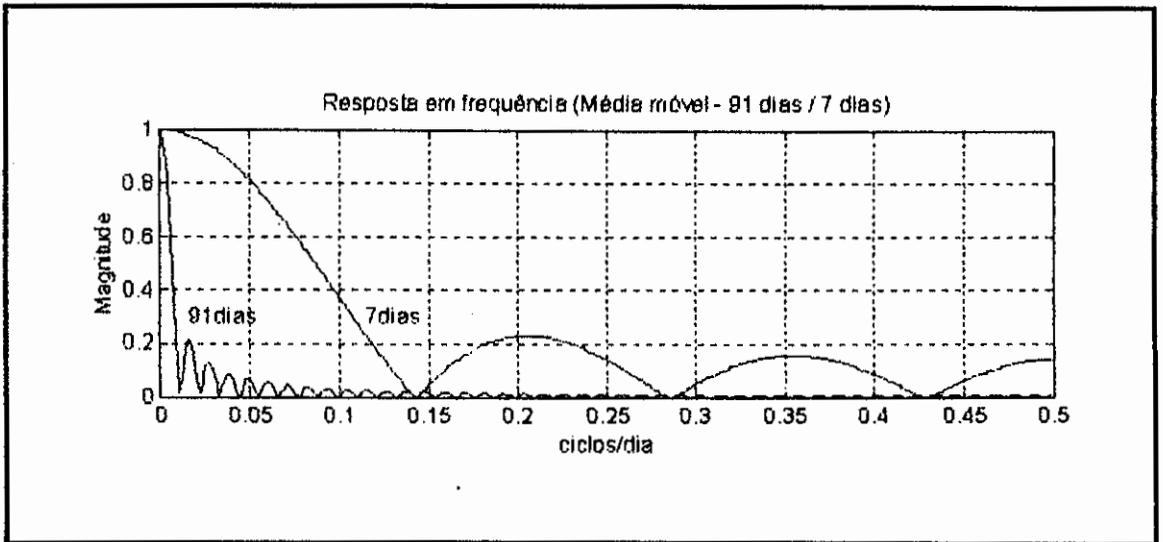


Fig. 3.5 - Função resposta dos filtros médias corridas de 7 dias e de 91 dias, dadas em ciclos dia<sup>-1</sup>.

Assim, por definição, tem-se:

$$L_n \{ \xi \} = \xi_n, \quad n = 0, 1, 2 \quad (3.43)$$

onde:

$$L_0 \{ \xi \} \equiv \bar{\xi} = \xi_0 \quad (3.44)$$

$$L_1 \{ \xi \} \equiv \hat{\xi} - \bar{\xi} = \xi_1 \quad (3.45)$$

$$L_2 \{ \xi \} \equiv \hat{\xi} - \bar{\xi} = \xi_2 \quad (3.46)$$

Nessa análise da energética local, o interesse é examinar como a escala intrasazonal (componente

1) interage com as outras duas escalas. Essa interação é feita considerando a equação do momentum horizontal, desprezando-se o termo de advecção vertical de momentum por este ser muito pequeno em 200 hPa (Mak, 1991), tal que (Holton, 1992):

$$\frac{\partial \vec{V}_H}{\partial t} = -\vec{V}_H \cdot \nabla \vec{V}_H - f \hat{k} \times \vec{V}_H - \nabla \Phi + \vec{F} \quad (3.47)$$

Aplicando-se o operador  $L_1$  na Equação 3.47, obtém-se:

$$L_1 \left\{ \frac{\partial \vec{V}_H}{\partial t} \right\} = L_1 \{ -\vec{V}_H \cdot \nabla \vec{V}_H \} + L_1 \{ -f \hat{k} \times \vec{V}_H \} + L_1 \{ -\nabla \Phi \} + L_1 \{ \vec{F} \} \quad (3.48)$$

e, considerando-se todas as combinações possíveis de interações, chega-se à:

$$\frac{\partial \vec{V}_1}{\partial t} = \vec{A}_{0,0} + \vec{A}_{0,1} + \vec{A}_{0,2} + \vec{A}_{1,1} + \vec{A}_{1,2} + \vec{A}_{2,2} - f \hat{k} \times \vec{V}_1 - \nabla \Phi_1 + \vec{F}_1 \quad (3.49)$$

onde:

$$\vec{A}_{0,0} = -L_1 \{ (\vec{V}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_0 \} \quad (3.50)$$

$$\vec{A}_{0,1} = -L_1 \{ (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{V}_1 + (\vec{V}_1 \cdot \nabla) \vec{V}_0 \} \quad (3.51)$$

$$\vec{A}_{0,2} = -L_1 \{ (\vec{V}_0 \cdot \nabla) \vec{V}_2 + (\vec{V}_2 \cdot \nabla) \vec{V}_0 \} \quad (3.52)$$

$$\bar{A}_{1,1} = -L_1 \{(\bar{V}_1 \cdot \nabla) \bar{V}_1\} \quad (3.53)$$

$$\bar{A}_{1,2} = -L_1 \{(\bar{V}_1 \cdot \nabla) \bar{V}_2 + (\bar{V}_2 \cdot \nabla) \bar{V}_1\} \quad (3.54)$$

$$\bar{A}_{2,2} = -L_1 \{(\bar{V}_2 \cdot \nabla) \bar{V}_2\} \quad (3.55)$$

Os termos  $\bar{A}_{0,0}$  e  $\bar{A}_{0,2}$  são praticamente nulos desde que  $\bar{V}_0$  é, aproximadamente, a média sazonal, exceto para valores espúrios pequenos no  $\bar{A}_{0,2}$  computado, devido ao efeito do último ponto na operação de média corrida. Com isso, a Equação 3.49 reduz-se à:

$$\frac{\partial \bar{V}_1}{\partial t} = \bar{A}_{0,1} + \bar{A}_{1,1} + \bar{A}_{1,2} + \bar{A}_{2,2} - f \hat{k} \times \bar{V}_1 - \nabla \Phi_1 + \bar{F}_1 \quad (3.56)$$

Aplicando-se o produto escalar de  $\bar{v}_1$  na Equação 3.56 e, tomando-se a média de cada termo resultante sobre a duração de 91 dias, obtém-se a equação que governa a energia cinética local na oscilação intrasazonal, expressa por:

$$\frac{\partial \bar{K}_1}{\partial t} = \overline{\bar{V}_1 \cdot \bar{A}_{0,1}} + \overline{\bar{V}_1 \cdot \bar{A}_{1,1}} + \overline{\bar{V}_1 \cdot \bar{A}_{1,2}} + \overline{\bar{V}_1 \cdot \bar{A}_{2,2}} - \overline{\bar{V}_1 \cdot \nabla \Phi_1} + \overline{\bar{V}_1 \cdot \bar{F}_1} \quad (3.57)$$

onde o símbolo ( $\overline{\quad}$ ) representa a média de um verão de cada quantidade (91 dias).

O significado de cada um dos termos na Equação 3.57 é como segue:

$\frac{\partial K_1}{\partial t}$  = variação temporal de energia cinética da componente intrasazonal;

$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}$  = dinâmica quase-linear da oscilação intrasazonal ocorrendo da interação entre as escalas sazonal e intrasazonal, considerando um estado básico constante;

$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1}$  = dinâmica não-linear da escala intrasazonal;

$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2}$  = interação direta entre a escala intrasazonal e os distúrbios de escala sinótica;

$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}$  = efeito da própria interação dos distúrbios sinóticos dentro da escala intrasazonal;

$-\vec{v}_1 \cdot \nabla \phi_1$  = contribuição média do trabalho feito pela força do gradiente de pressão do episódio sazonal (verão);

$\vec{V}_1 \cdot \vec{F}_1$  = medida da taxa de dissipação local pelo atrito.

Nesse trabalho todos os termos na Equação 3.57 foram computados para os verões (DJF) de 1986-1987 e de 1988-1989, exceto o termo  $\vec{V}_1 \cdot \vec{F}_1$ , o qual foi avaliado como um resíduo, assumindo que o lado esquerdo da Equação 3.57 é zero. A avaliação desse balanço de energia cinética

foi feita no nível de 200 hPa. Para o cálculo das médias corridas de 91 dias centradas no verão, os arquivos de dados foram estendidos desde outubro de 1986 até abril de 1987, e desde outubro de 1988 até abril de 1989. Os campos espaciais de cada componente na equação de balanço de energia cinética foram plotados e analisados. Além disso, os termos do ciclo de energia cinética local da componente intrasazonal foram integrados nas áreas limitadas representativas dos sistemas Alta da Bolívia e Cavado sobre o oceano Atlântico Sul.

## CAPÍTULO 4

### RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste Capítulo apresentam-se e discutem-se os resultados dos balanços de vorticidade e de energia cinética, da análise para verificar a existência, ou não, de periodicidades nos parâmetros de energia e do estudo sobre a interação entre 3 escalas temporais (sazonal, intrasazonal e de alta frequência).

#### 4.1 - BALANÇO DE VORTICIDADE

O balanço de vorticidade na região da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul foi analisado através dos perfis verticais dos termos na equação de balanço (Equação 3.1). Para algumas discussões, apresentam-se diagramas esquemáticos contendo os resultados mais relevantes. Esse procedimento foi tomado devido à grande quantidade de perfis verticais a serem analisados.

Inicialmente, fez-se uma análise da divergência horizontal em 200 hPa e do movimento vertical em toda coluna troposférica na área definida na Figura 3.2. As Figuras 4.1a e 4.1b, respectivamente, apresentam os diagramas esquemáticos desses resultados.

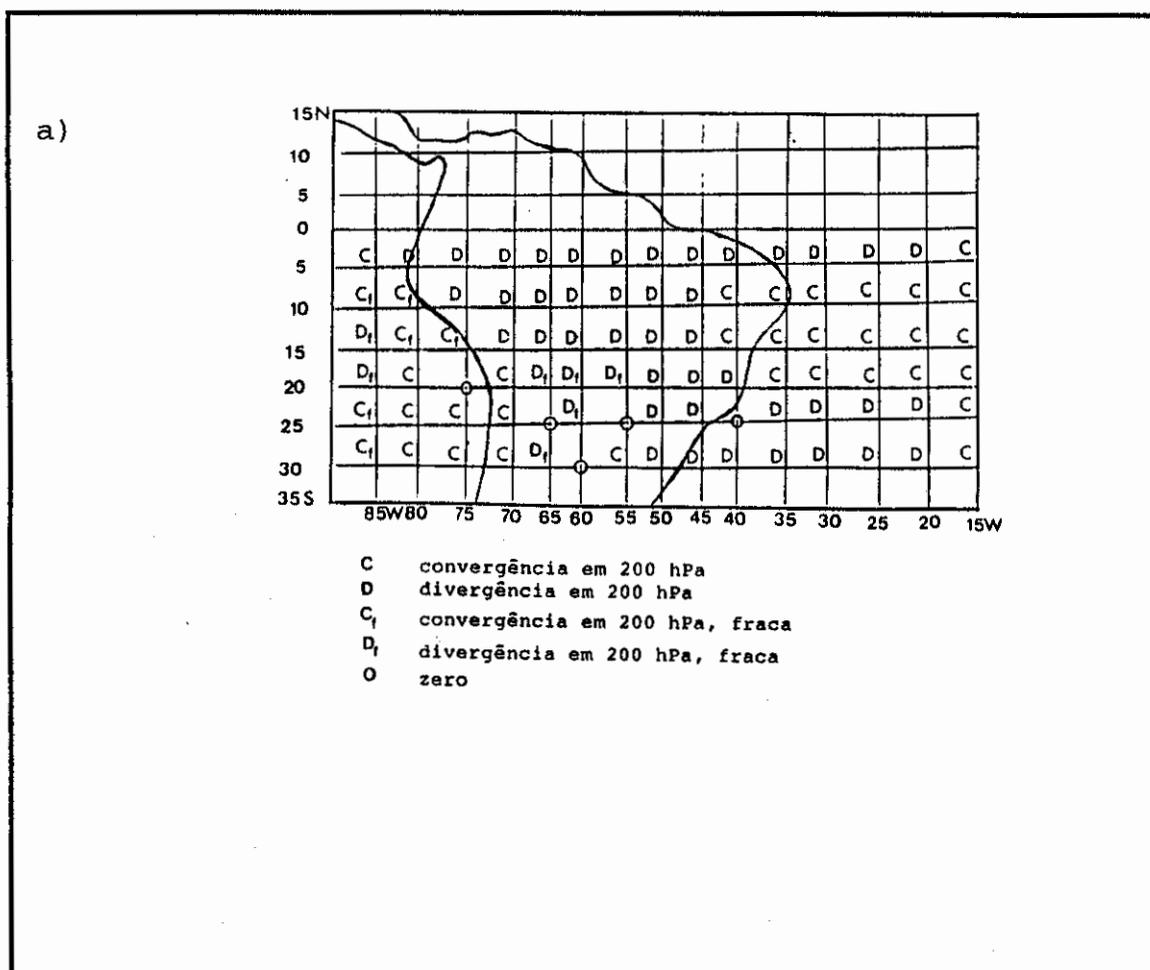


Fig. 4.1 - Diagramas esquemáticos para: a) divergência em 200 hPa, b) movimento vertical em toda coluna troposférica, na área entre 15° W e 85° W e entre 5° S e 30° S.

(continua)

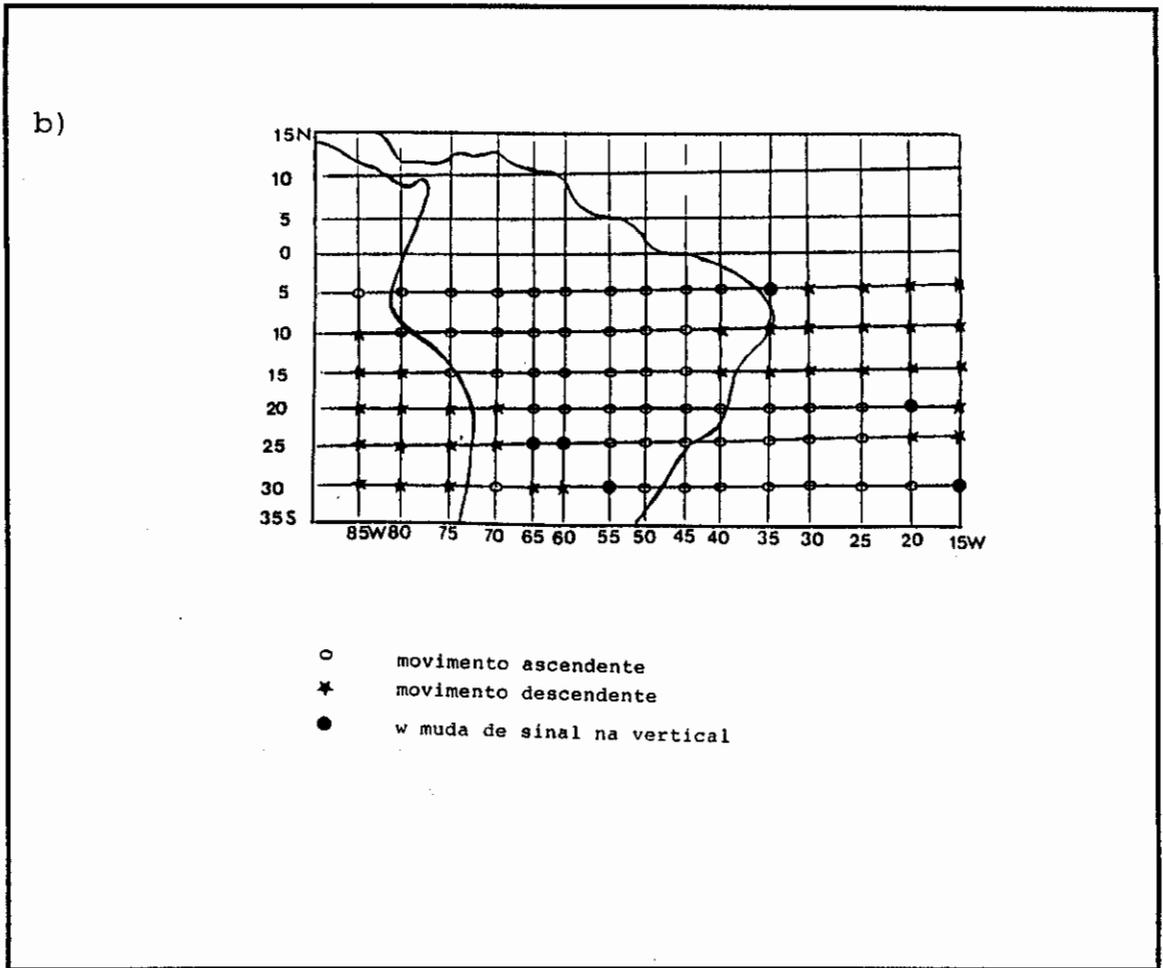


Fig. 4.1 - Conclusão.

A análise da Figura 4.1a mostra que há divergência em altos níveis na maior parte do Continente Sul-americano. Na região entre  $15^{\circ}$  S e  $30^{\circ}$  S e entre  $55^{\circ}$  W e  $65^{\circ}$  W, observam-se divergência e convergência fracas indicando, aproximadamente, a localização do centro da Alta da Bolívia. Por essa análise esse sistema está centrado aproximadamente em  $22^{\circ}$  S,  $60^{\circ}$  W coordenadas estas inclusas na área definida por Jones (1990) como posição sul da Alta da Bolívia. Essa localização aproximada do centro da Alta da Bolívia também é concordante com os resultados

obtidos por Virji (1981) e por Santos (1985). Verifica-se, ainda, que a região da Alta da Bolívia apresenta características distintas em 200 hPa, à leste e à oeste de  $60^{\circ}$  W, isto é, divergência à leste e convergência à oeste dessa longitude. Regiões de convergência são observadas nos oceanos Atlântico Sul ( $10^{\circ}$  S a  $20^{\circ}$  S;  $15^{\circ}$  W a  $40^{\circ}$  W) e Pacífico Sudeste ( $20^{\circ}$  S a  $30^{\circ}$  S;  $70^{\circ}$  W a  $80^{\circ}$  W). A área de convergência no Atlântico Sul indica, aproximadamente, a localização do Cavado, à leste da Alta da Bolívia, sendo coerente com resultados anteriores (Carvalho, 1989).

A análise da Figura 4.2b mostra que há movimento ascendente na maior parte do Continente Sul-americano e movimento descendente sobre os Oceanos Atlântico Sul e Pacífico Sudeste, sendo compatível com o campo de divergência em 200 hPa (Figura 4.1a). Na região onde identificou-se a posição do centro da Alta da Bolívia (Figura 4.1a), observa-se movimento ascendente à leste e descendente à oeste de  $60^{\circ}$  W. Entre estas duas regiões, existe uma região de transição, indicada pelas mudanças de sinal, na vertical, do movimento vertical. A região onde localiza-se o Cavado sobre o oceano Atlântico Sul é mais homogênea, apresentando movimento ascendente em toda coluna troposférica.

Para verificar os principais mecanismos dinâmicos que atuam nos sistemas Alta da Bolívia e Cavado sobre o Atlântico Sul, as contribuições dos termos na equação de balanço de vorticidade (Equação 3.1) foram avaliadas. A relevância dos termos transientes no balanço de vorticidade sobre a América do Sul foi verificada comparando-se os balanços sem e com os transientes, como discutido a seguir.

a) BALANÇO DE VORTICIDADE SEM OS TERMOS TRANSIENTES

Comparando-se as ordens de grandezas dos termos na equação de balanço de vorticidade média no tempo em 200 hPa, verificou-se que os termos  $-\overline{\omega \frac{\partial \zeta}{\partial p}}$  e  $-\overline{\hat{k} \cdot \nabla \omega \times \frac{\partial \vec{V}_H}{\partial p}}$  são da ordem de  $10^{-12} \text{ s}^{-2}$  e os termos  $-\overline{\vec{V}_H \cdot \nabla (\zeta + f)}$  e  $-\overline{(\zeta + f) \nabla \cdot \vec{V}_H}$  apresentaram a mesma ordem de grandeza ( $10^{-11} \text{ s}^{-2}$ ). Assim, o balanço de vorticidade, basicamente, é entre o termo divergente e o termo de advecção de vorticidade absoluta.

Na região da alta da Bolívia, conforme enfatizado anteriormente, características distintas foram observadas nos lados leste e oeste da longitude de  $60^\circ \text{ W}$ . Assim, analisou-se os sinais dos termos divergente e de advecção de vorticidade absoluta nas longitudes à oeste de  $60^\circ \text{ W}$  ( $70^\circ \text{ W}$  e  $65^\circ \text{ W}$ ) e à leste de  $60^\circ \text{ W}$  ( $55^\circ \text{ W}$  e  $50^\circ \text{ W}$ ), nas latitudes de  $10^\circ \text{ S}$  a  $20^\circ \text{ S}$ . Como a área onde localiza-se o Cavado é mais homogênea, analisou-se esse sistema na região delimitada pelas coordenadas  $10^\circ \text{ S}$  a  $20^\circ \text{ S}$  e a leste e a oeste de  $30^\circ \text{ W}$  (posição de seu eixo). A Tabela 4.1 apresenta os sinais das contribuições dos termos de advecção de vorticidade absoluta e divergente nas áreas da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul, como definido anteriormente. Vale ressaltar que, apesar da mesma ordem de grandeza, o termo divergente, em geral, foi de menor magnitude do que o termo de advecção de vorticidade absoluta, em ambos os sistemas.

TABELA 4.1 - SINAL DOS TERMOS DE ADVECÇÃO DE VORTICIDADE ABSOLUTA E DIVERGENTE NA REGIÃO DA ALTA DA BOLÍVIA E DO CAVADO SOBRE O ATLÂNTICO SUL (ORDENS DE GRANDEZA DE  $10^{-11} \text{ s}^{-2}$ )

ALTA DA BOLÍVIA			CAVADO SOBRE O ATLÂNTICO SUL		
ÁREA	$-\vec{v}_H \cdot \nabla(\zeta + f)$	$-(\zeta + f) \nabla \cdot \vec{v}_H$	ÁREA	$-\vec{v}_H \cdot \nabla(\zeta + f)$	$-(\zeta + f) \nabla \cdot \vec{v}_H$
OESTE DE 60° W	-	+	OESTE DE 30° W	-	-
LESTE DE 60° W	-	+	LESTE DE 30° W	≈ zero	-

Em termos de sinais, na região da Alta da Bolívia, não se verificou um comportamento muito diferenciado entre os termos analisados em ambos os lados da longitude de 60° W (Tabela 4.1), sendo o termo de advecção de vorticidade absoluta negativo e o termo divergente, positivo. Como o termo divergente foi de menor magnitude do que o termo de advecção de vorticidade absoluta, há um quase balanço entre esses dois termos.

Na área do Cavado sobre o Atlântico Sul (Tabela 4.1) o balanço de vorticidade não foi bem definido, pois ambos os termos analisados foram negativos, à leste e à oeste de 30° W. Excessão foi o termo de advecção de vorticidade absoluta à leste de 30° W, onde o balanço foi próximo de zero. Assim, para haver um balanço de vorticidade no Cavado, outros termos devem ser considerados, como por exemplo, o termo relativo aos transientes. Um aspecto que deve ser ressaltado é que na parte subtropical desse sistema (entre 25° S e 30° S e entre 25° W e 35° W) observou-se um balanço bem definido

entre os termos divergente e de advecção de vorticidade absoluta (não apresentado na Tabela 4.1).

b) BALANÇO DE VORTICIDADE INCLUINDO OS TERMOS TRANSIENTES

A análise da ordem de magnitude dos termos transientes relacionados na equação de balanço de vorticidade (Equação 3.1) mostrou que os termos  $\hat{k} \cdot \nabla \chi \bar{A}_h$  e  $\hat{k} \cdot \nabla \chi \bar{A}_v$  são duas ordens de grandeza menores do que o termo  $-\overline{\zeta' \nabla \cdot \vec{V}'_H}$ . A ordem de magnitude do termo  $-\overline{\zeta' \nabla \cdot \vec{V}'_H}$  foi de  $2 \times 10^{-11} \text{ s}^{-2}$ , sendo comparável aos termos divergente e de advecção de vorticidade absoluta (ordem de grandeza de  $5 \times 10^{-11} \text{ s}^{-2}$ ). Com base nisso, pode-se inferir que o termo representativo dos transientes é o termo  $-\overline{\zeta' \nabla \cdot \vec{V}'_H}$  e, o balanço de vorticidade é entre os termos  $-\overline{\vec{V}'_H \cdot \nabla(\bar{\zeta} + f)}$ ,  $-\overline{(\bar{\zeta} + f) \nabla \cdot \vec{V}'_H}$  e  $-\overline{\zeta' \nabla \cdot \vec{V}'_H}$ . A Tabela 4.2 apresenta os sinais desses termos, para as regiões da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul.

TABELA 4.2 - SINAL DOS TERMOS DE ADVECCÃO DE VORTICIDADE ABSOLUTA, DIVERGENTE E TRANSIENTE, NA REGIÃO DA ALTA DA BOLÍVIA E DO CAVADO SOBRE O ATLÂNTICO SUL (ORDENS DE GRANDEZA DE  $10^{-11} s^{-2}$ )

ALTA DA BOLÍVIA			
ÁREA	$-\vec{v}_H \cdot \nabla(\bar{\zeta} + f)$	$-(\bar{\zeta} + f) \nabla \cdot \vec{v}_H$	$-\zeta' \nabla \cdot \vec{v}_H'$
OESTE DE 60° W	-	≈ zero	-
LESTE DE 60° W	-	+	-
CAVADO SOBRE O ATLÂNTICO SUL			
	$-\vec{v}_H \cdot \nabla(\bar{\zeta} + f)$	$-(\bar{\zeta} + f) \nabla \cdot \vec{v}_H$	$-\zeta' \nabla \cdot \vec{v}_H'$
OESTE DE 30° W	-	≈ zero	-
LESTE DE 30° W	-	-	-

A análise da Tabela 4.2 mostra que, na alta da Bolívia, dois comportamentos distintos são observados. No lado oeste desse sistema, os termos  $-\vec{v}_H \cdot \nabla(\bar{\zeta} + f)$  e  $-\zeta' \nabla \cdot \vec{v}_H'$  tem sinais negativos e o termo  $-(\bar{\zeta} + f) \nabla \cdot \vec{v}_H$  é próximo de zero, e portanto, não há um balanço à oeste do sistema estudado. No lado leste, os termos  $-\vec{v}_H \cdot \nabla(\bar{\zeta} + f)$  e  $-\zeta' \nabla \cdot \vec{v}_H'$  são negativos e o termo divergente positivo, podendo haver um quase balanço de vorticidade. Na região do Cavado sobre o Atlântico Sul, os 3 termos apresentaram sinais negativos e o termo divergente, à oeste de 30° W, foi próximo de zero (Tabela 4.2). Portanto, não se verificou um balanço de vorticidade na área do Cavado.

No caso da América do Sul, a divergência horizontal em 200 hPa apresenta um forte ciclo diurno (Santos, 1985; Figueroa et al., 1995) e na vorticidade, este não é tão acentuado (Silva Dias et al., 1987). As análises operacionais do NMC incluem o ciclo diurno a partir de agosto de 1987 (Figura 3.1). Provavelmente, o efeito do ciclo diurno se refletiu no fato de não se obter um balanço mais claro sobre as regiões da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul, principalmente quando se incluiu a contribuição dos transientes. Recentemente, Kousky e Bell (1995) apresentaram um trabalho no "20th Annual Climate Diagnostics Workshop" onde utilizaram as reanálises diárias do NMC e discutiram o ciclo diurno da circulação atmosférica sobre a América do Sul, relacionando-a ao ciclo diurno do aquecimento atmosférico durante o verão.

Embora o papel dos transientes não tenha ficado claro na análise do balanço de vorticidade sobre a América do Sul durante o verão, sua importância é relevante em estudos dessa natureza. Hurrell (1995) examinou o papel da forçante transiente turbilhonária total no balanço de vorticidade na troposfera superior, usando as análises globais do ECMWF. Os resultados mostram que a forçante total dos transientes sobre a escala planetária é melhor aproximada pelo termo de convergência do fluxo de vorticidade pelo escoamento rotacional transiente, ao invés do escoamento transiente total ( $-\nabla \cdot \vec{v}'\zeta'$ ). Os autores tem ressaltado que no HS, a importância real dos transientes é difícil de avaliar apenas de computações de balanços, devendo ser realizadas simulações para verificar o impacto líquido com e sem a presença destes.

#### 4.2 - BALANÇO DE ENERGIA CINÉTICA

Os cálculos do balanço de energia cinética foram feitos na Região da América do Sul, nos domínios tropical e extratropical (Figura 1.3), como definido no item 1.2. Estes domínios foram referenciados no texto como áreas 2 e 3, respectivamente.

A Tabela 4.3 apresenta os valores médios das energias cinéticas K<sub>BAR</sub>,  $K_{\psi}$  e  $K_{\chi}$  nas áreas 2 e 3, nos níveis de 850 hPa e de 200 hPa, para as estações de verão (novembro a fevereiro - NDJF) e de inverno (maio a agosto - MJJA). As médias foram tomadas para cinco verões (85-86, 86-87, 87-88, 88-89, 89-90) e para cinco invernos (86, 87, 88, 89, 90).

TABELA 4.3 - VALORES MÉDIOS DAS ENERGIAS CINÉTICAS K<sub>BAR</sub>,  $K_{\psi}$  e  $K_{\chi}$  (m<sup>2</sup>s<sup>-2</sup>) NAS ÁREAS 2 E 3, NOS NÍVEIS DE 850 hPa E 200 hPa, PARA AS ESTAÇÕES VERÃO E INVERNO

		VERÃO				INVERNO			
área	nível (hPa)	K <sub>BAR</sub>	$K_{\psi}$	$K_{\chi}$	$K_{\chi}/K_{\psi}$	K <sub>BAR</sub>	$K_{\psi}$	$K_{\chi}$	$K_{\chi}/K_{\psi}$
2	850	20.6	24.4	3.0	0.12	20.1	23.6	3.2	0.14
2	200	109.1	150.8	9.95	0.07	230.1	257.7	10.3	0.04
3	850	58.5	81.1	1.4	0.02	66.0	100.7	2.1	0.02
3	200	390.5	468.4	3.3	0.01	487.7	570.6	5.4	0.01

Comparando-se os valores de K<sub>BAR</sub>, de  $K_{\psi}$  e de  $K_{\chi}$  no verão e no inverno, nas áreas 2 e 3 (Tabela 4.3), verifica-se que, em geral, as magnitudes de  $K_{\psi}$  são ligeiramente maiores do que as de K<sub>BAR</sub>. Os valores de  $K_{\chi}$

verifica-se que, em geral, as magnitudes de  $K_\psi$  são ligeiramente maiores do que as de KBAR. Os valores de  $K_\chi$  são uma ordem de magnitude menores do que os de  $K_\psi$ , como mostra a razão  $K_\chi/K_\psi$ , tanto em 850 hPa como em 200 hPa, nas duas estações do ano. No verão, os valores de  $K_\chi$ , tanto em 850 hPa como em 200 hPa, são maiores na área 2 enfatizando, assim, a importância da circulação divergente na dinâmica da circulação atmosférica tropical, como ressaltado em Krishnamurti (1971). Vale ressaltar que  $K_\psi$  apresenta as maiores magnitudes na área extratropical e no nível de 200 hPa.

Também se observa na Tabela 4.3 que, embora a circulação atmosférica sobre a América do Sul em 200 hPa seja mais meridional no verão, as energias cinéticas são maiores no inverno. Além disso, KBAR,  $K_\psi$  e  $K_\chi$ , nas áreas 2 e 3, apresentam os máximos de energia cinética em 200 hPa, nível onde a corrente de jato subtropical é mais intensa, tanto no verão como no inverno. Em 200 hPa, KBAR apresentou as maiores magnitudes na área 3, pois, nas latitudes médias em altos níveis observa-se os máximos nos ventos zonais (Holton, 1992), cuja energia cinética associada é KBAR.

As variações no tempo (nov. 1985 - jan. 1991) das energias cinéticas KBAR,  $K_\psi$  e  $K_\chi$ , no nível de 850 hPa, são apresentadas nas Figuras 4.2a, b, c (área 2) e 4.2d, e e f (área 3), respectivamente. A análise dessas figuras mostra que na área 2 em baixos níveis, em média, KBAR e  $K_\psi$  (Figuras 4.2a e 4.2b, respectivamente) variam entre  $10-40 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ , e as magnitudes de  $K_\chi$  são menores durante todo o período analisado, com valores variando entre  $2-6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  (Figura 4.2c). Na área 3, em baixos níveis, os valores de

KBAR e de  $K_\psi$  (Figuras 4.2d e 4.2e, respectivamente) são maiores do que na área 2, variando entre 40-100  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$  e entre 50-150  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ , respectivamente, enquanto  $K_\chi$  varia entre 1-4  $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ .

Comparando-se as Figuras 4.2a até 4.2f verifica-se a presença de um ciclo anual dominante em  $K_\psi$  e em  $K_\chi$  no nível de 850 hPa, sendo mais definido na área 3 do que na área 2. Na área 2 em 850 hPa (Figura 4.1a), em média, as amplitudes do ciclo anual de KBAR e de  $K_\psi$  mudaram, aproximadamente, a partir do dia 800, que corresponde a 13 de janeiro de 1988. As amplitudes do ciclo anual de  $K_\chi$  mudaram aproximadamente, a partir do dia 1000 (Figura 4.2), que corresponde a 02 de agosto de 1988. A ocorrência de tais mudanças pode ser devido a uma mudança no processamento das análises do NMC, nesse período. A análise da Figura 3.1 mostra que as principais mudanças nas análises do NMC nos anos 80 ocorreram em 12 de agosto de 1987. Estas incluem o ciclo diurno, uma parametrização para o arrasto pelas ondas de gravidade e a mudança da resolução do modelo de previsão de R40 para T80. Como as mudanças no processamento dos dados ocorreram em agosto de 1987 e as mudanças nas amplitudes dos ciclos anuais dos termos de energia só ocorreram em 1988 (Figura 4.2), talvez outros problemas estejam envolvidos. Além disso, a implicação das mudanças no processamento dos dados analisados serão avaliados no decorrer desse trabalho.

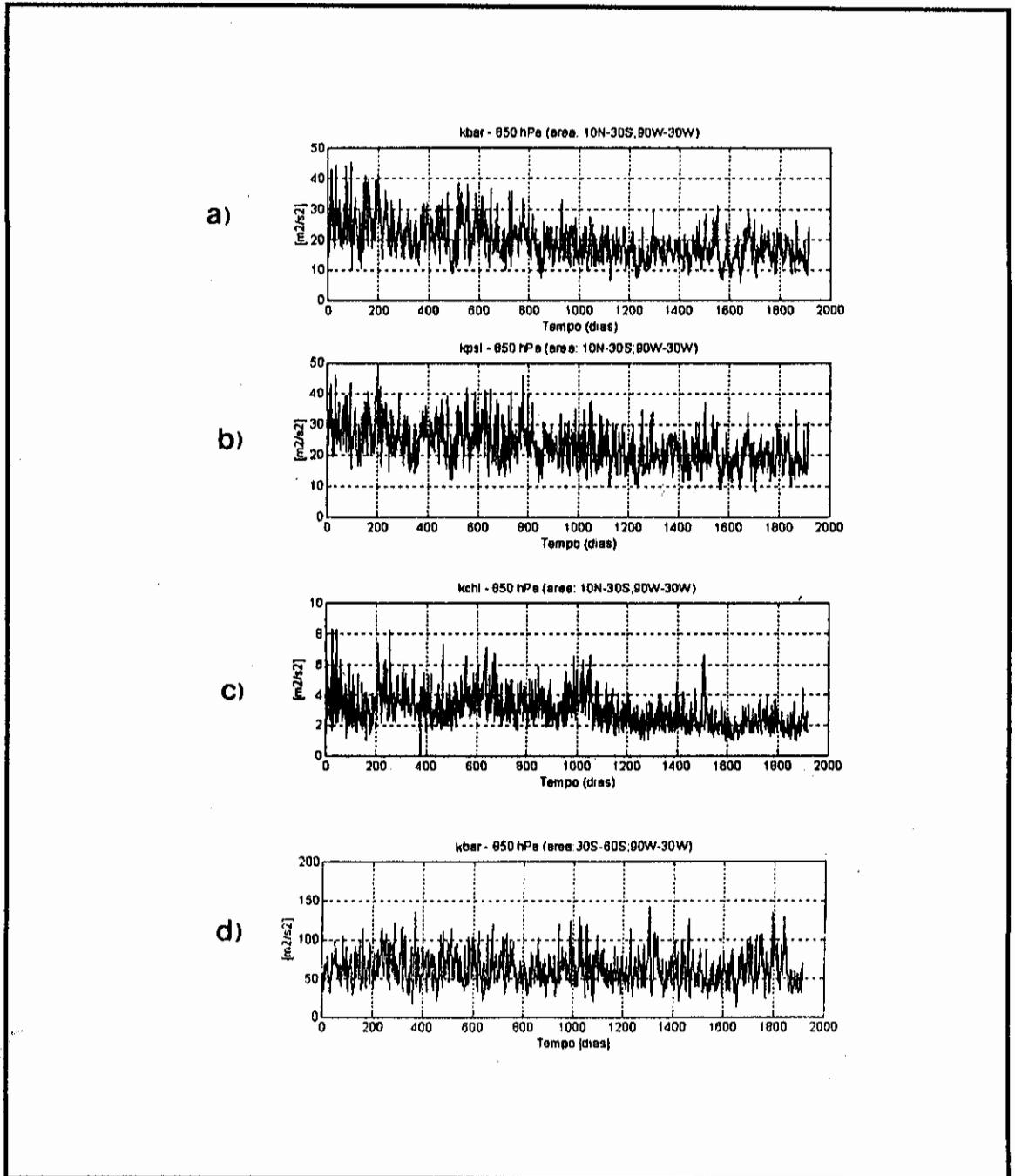


Fig. 4.2 - Variação no tempo das energias cinéticas ( $m^2s^{-2}$ ) no nível de 850 hPa, médias nos domínios tropical: a) KBAR, b)  $K_\psi$ , c)  $K_\chi$  e extratropical: d) KBAR, e)  $K_\psi$ , f)  $K_\chi$ .

(continua)

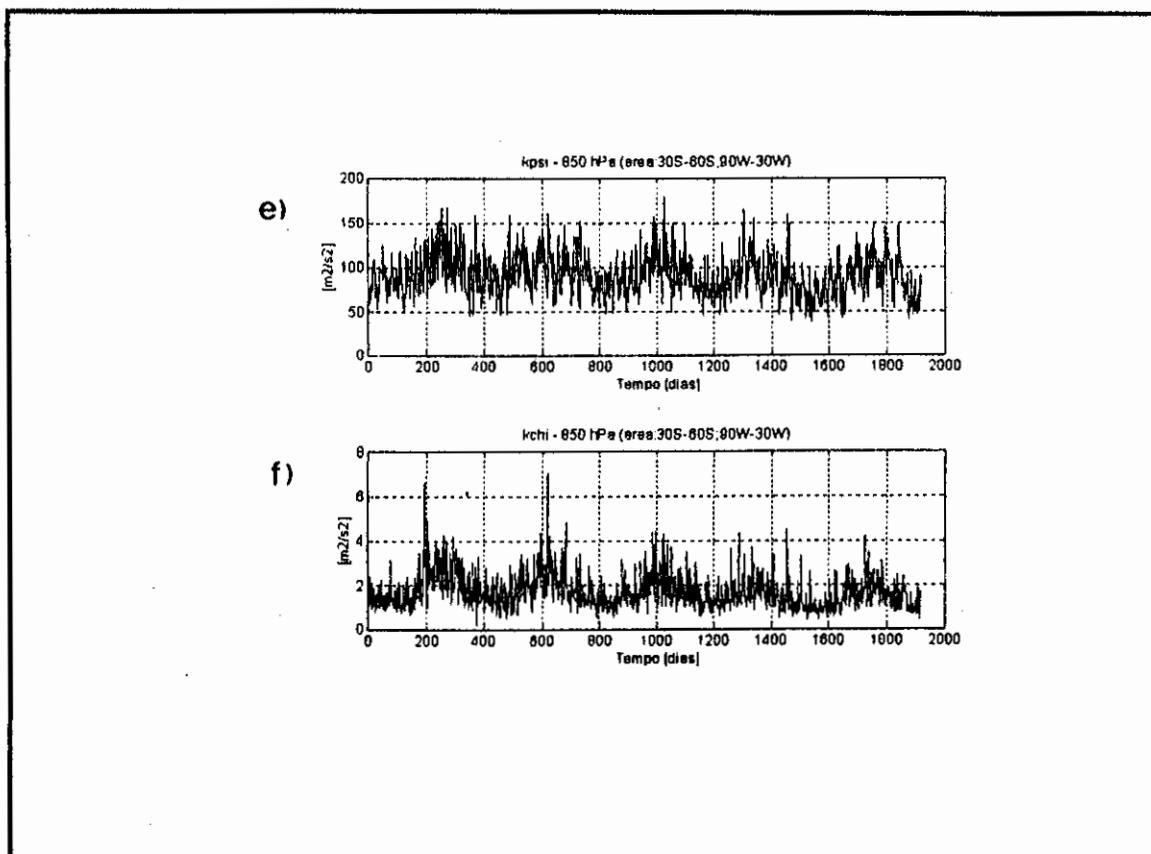


Fig. 4.2 - Conclusão.

As Figuras 4.3a até 4.3f apresentam as variações no tempo (nov. 1985 a jan. 1991) das energias cinéticas  $K_{BAR}$ ,  $K_{\psi}$  e  $K_{\chi}$ , no nível de 200 hPa, na área 2 (Figuras 4.3a, b e c, respectivamente) e na área 3 (Figuras 4.3d, e e f, respectivamente). Nesse nível, as magnitudes dos termos  $K_{BAR}$  e  $K_{\psi}$  são maiores na área 3, variando entre 200-700  $m^2 s^{-2}$  e entre 300-800  $m^2 s^{-2}$ , respectivamente. Na área 2, tanto  $K_{BAR}$  como  $K_{\psi}$  em 200 hPa possuem valores variando entre 50-400  $m^2 s^{-2}$ . A variação temporal de  $K_{\chi}$  é maior na área 2, com valores entre 5-22  $m^2 s^{-2}$  enquanto na área 3, os valores variam entre 2-15  $m^2 s^{-2}$ .

Em altos níveis, em ambas as áreas (Figura 4.3), KBAR,  $K_\psi$  e  $K_\chi$  apresentam um ciclo anual bem definido, apresentando os máximos no inverno austral. O ciclo anual de  $K_\chi$  é mais dominante e nítido na área 2 do que na área 3. Também se verifica mudanças nas amplitudes do ciclo anual, porém, estas são mais nítidas no termo  $K_\chi$ , em ambas as áreas.

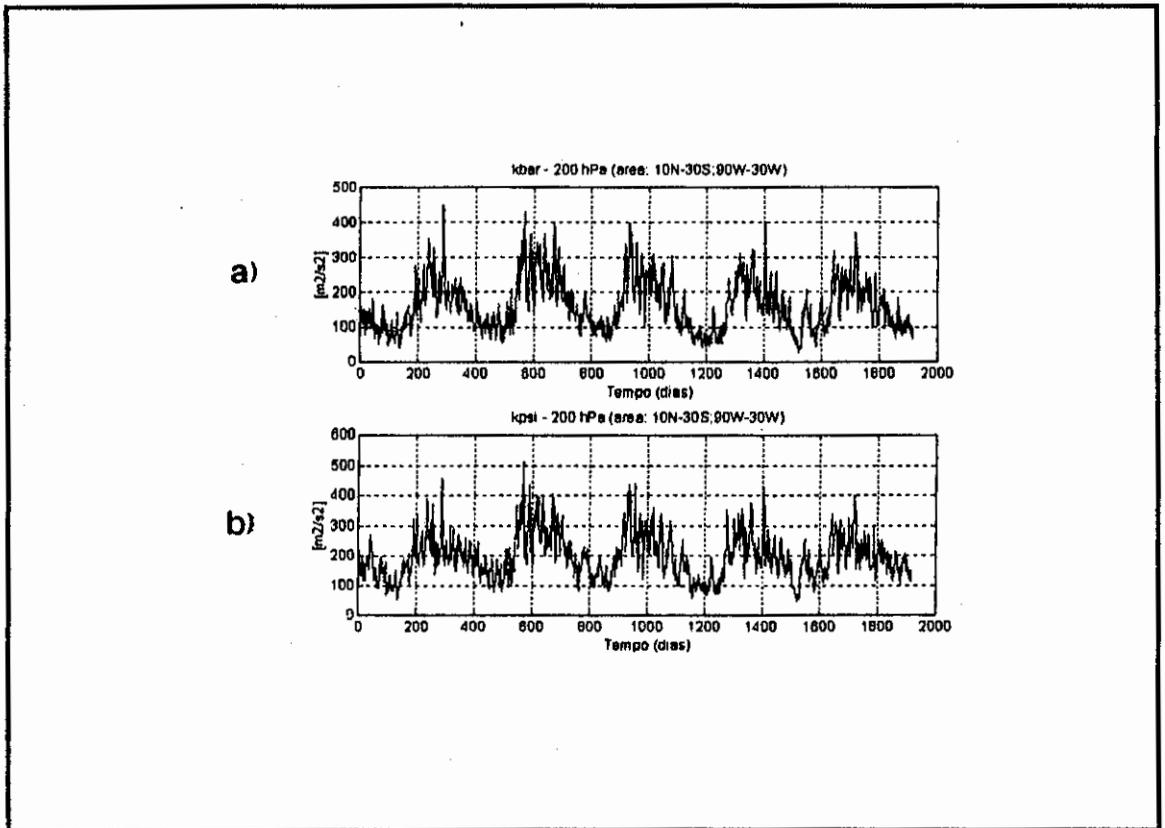


Fig. 4.3 - Variação no tempo das energias cinéticas ( $m^2s^{-2}$ ) no nível de 200 hPa, médias nos domínios tropical: a) KBAR, b)  $K_\psi$ , c)  $K_\chi$  e extratropical: d) KBAR, e)  $K_\psi$ , f)  $K_\chi$ .

(continua)

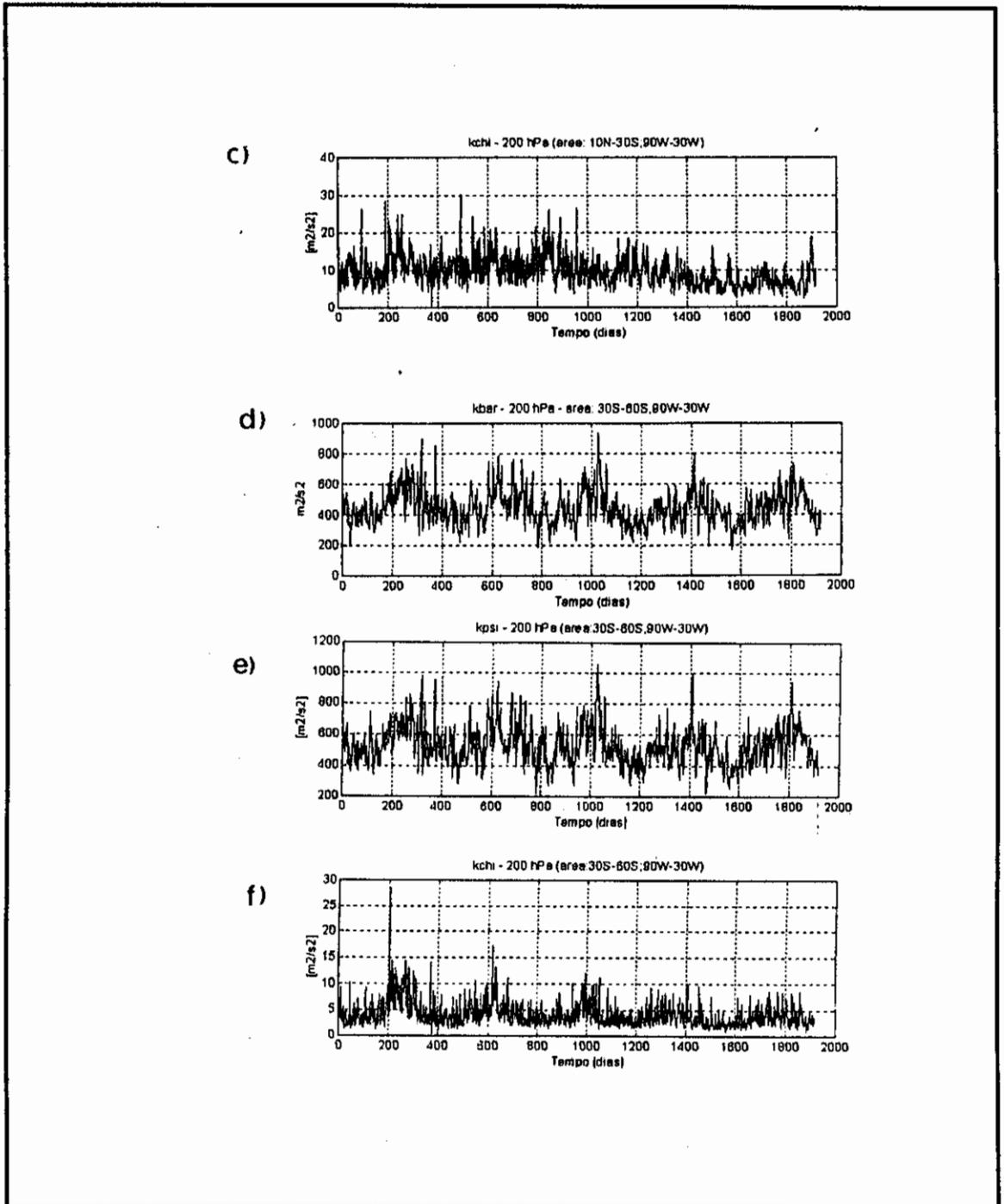


Fig. 4.3 - Conclusão.

Uma análise cuidadosa da Figura 4.3 mostra que há variações interanuais de KBAR, de  $K_{\psi}$  e de  $K_{\chi}$  em

altos níveis, em magnitudes, apresentando os máximos no inverno. Por exemplo, nos invernos de 1989 (entre os dias 1275 e 1397 na figura, que corresponde ao período de 1 maio de 1989 a 31 de agosto de 1989) e de 1990 (entre os dias 1640 e 1731 na figura, que corresponde ao período de 1 de maio de 1990 a 31 de agosto de 1990), em ambas as áreas, as magnitudes dos termos de energia são menores do que nos anos anteriores. Comparado aos demais anos, o ano de 1990 apresenta variações de  $K_{BAR}$ , de  $K_{\psi}$  e de  $K_{\chi}$  menores em magnitudes. Além disso, verifica-se que há variações interanuais em fase de máximos e de mínimos nos parâmetros de energia que apresentam o ciclo anual bem definido em 200 hPa.

As Figuras 4.4a até 4.4j apresentam a variação no tempo (nov. 1985 a jan. 1991) dos termos de conversão de energia  $C(EPD, K_{\chi})$  e  $C(K_{\chi}, K_{\psi})$ , como definidos nas Equações 3.35 e 3.36, para as áreas 2 e 3, respectivamente. O maior termo foi o de Coriolis ( $f\nabla\psi.\nabla\chi$ ), com valores variando entre  $-150 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  e  $500 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  na área 2, e entre  $300 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  e  $1200 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  na área 3. Geralmente, o sinal do termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  foi positivo, indicando que as trocas de energia cinética são de  $K_{\chi}$  para  $K_{\psi}$ .

Os termos  $\nabla^2\psi\nabla\psi.\nabla\chi$  (2º termo) e  $\nabla^2\chi((\nabla\psi)^2)/2$  (3º termo) apresentaram a mesma ordem de magnitude na área 2 (Figura 4.4b e 4.4c), com valores variando entre  $-150 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  e  $100 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . Na área 3 (Figura 4.4g e 4.4h), estes termos variaram, respectivamente, entre  $\pm 150 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  e entre  $\pm 200 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . O sinal do termo  $\nabla^2\psi\nabla\psi.\nabla\chi$  ficou melhor definido na área 2 (Figura 4.4b), sendo, geralmente, negativo, indicando que as trocas

de energia foram de  $K_\psi$  para  $K_\chi$ . O termo  $\nabla^2\psi\nabla\psi.\nabla\chi$  na área 3 (Figura 4.4g) e o termo  $\nabla^2\chi((\nabla\psi)^2)/2$ , em ambas as áreas (Figura 4.4c e h, respectivamente), variaram entre valores positivos e negativos, não apresentando um padrão definido para os seus sinais e, desta forma, não ficou claro qual o sentido das trocas de energia entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$ . O menor termo foi  $\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$  (4º termo), com valores variando entre  $\pm 20 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  e  $\pm 40 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  nas áreas 2 e 3 (Figuras 4.4d e 4.4i, respectivamente). O sinal desse termo, geralmente, foi positivo na área 2 (com trocas de  $K_\chi$  para  $K_\psi$ ) e na área 3, este não ficou muito claro.

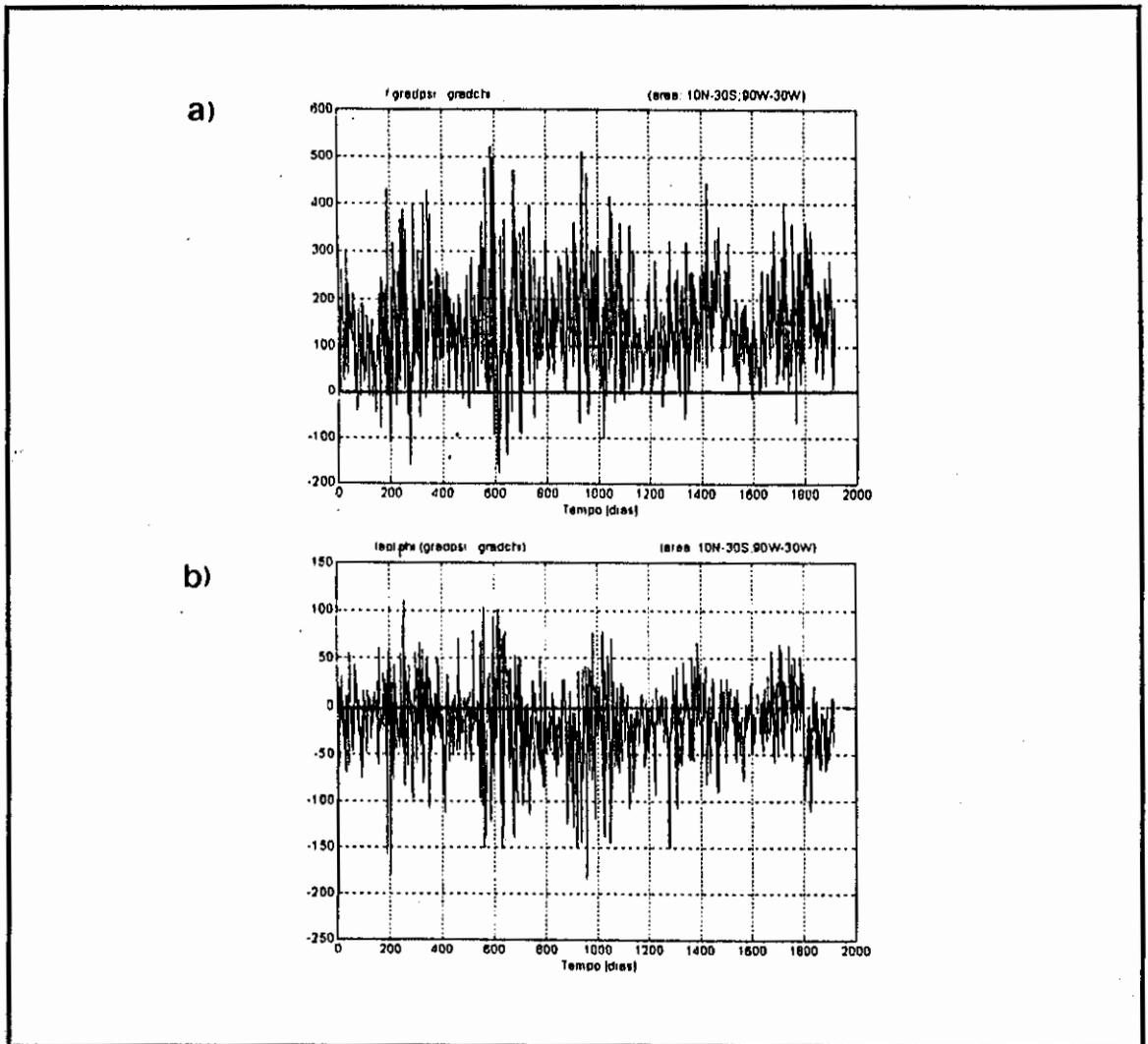
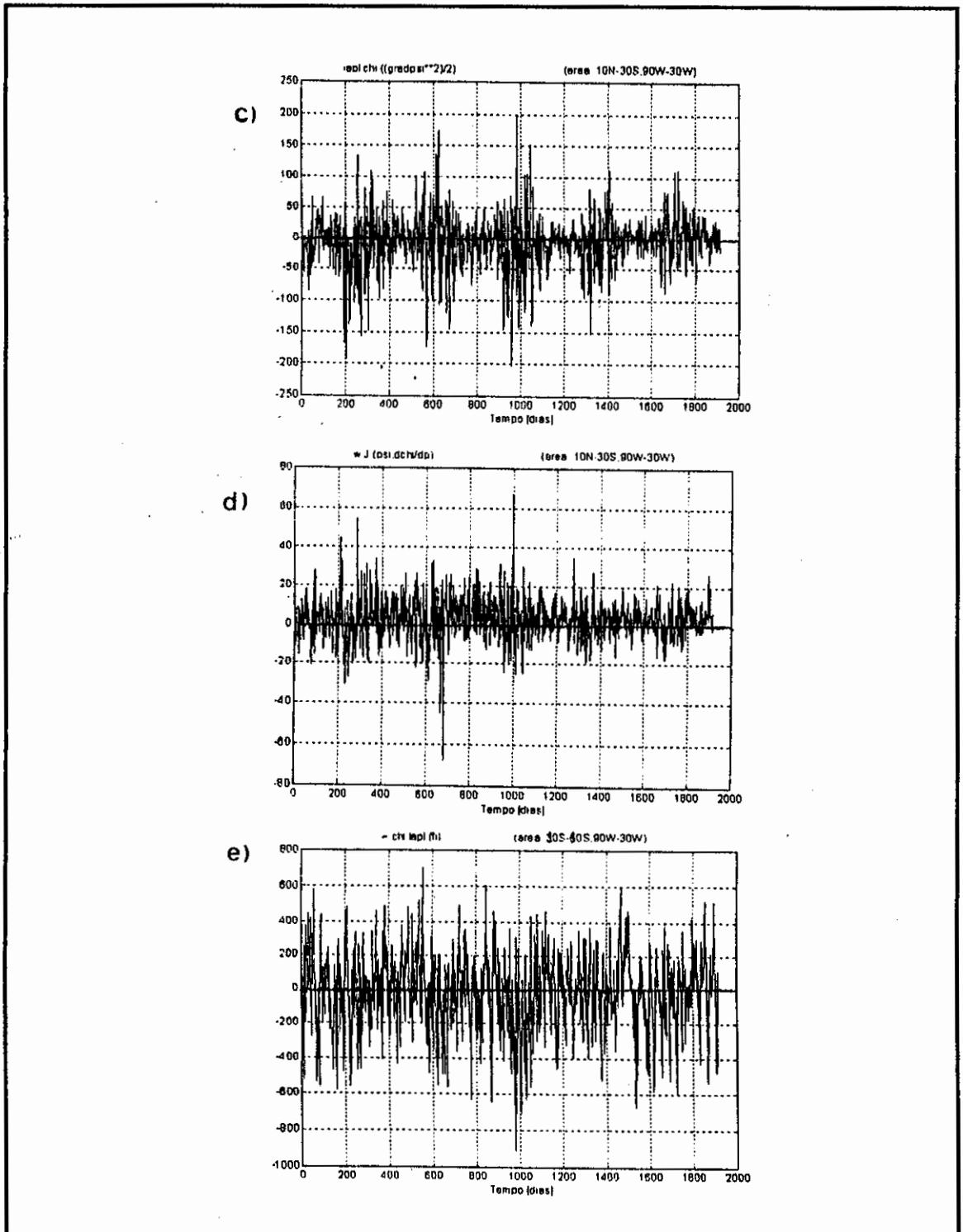


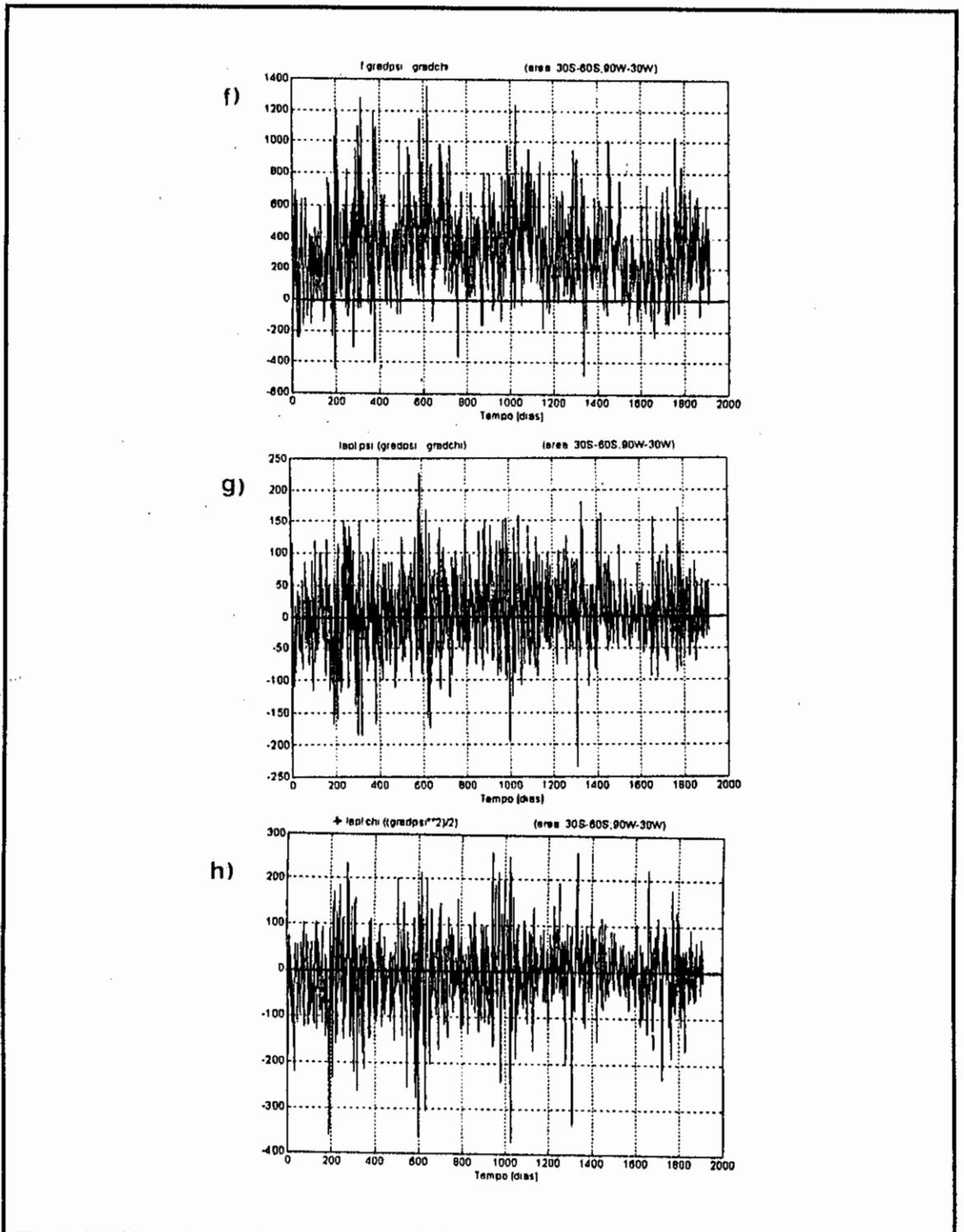
Fig. 4.4 - Variação no tempo dos termos de conversão de energia ( $\times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ ) para a área 2: a)  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$ ,  
 b)  $\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi$ , c)  $\nabla^2 \chi ((\nabla \psi)^2)/2$ , d)  $\omega J(\psi, \frac{\partial \chi}{\partial p})$ ,  
 e)  $-\chi \nabla^2 \Phi$ , e para a área 3: f)  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$ ,  
 g)  $\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi$ , h)  $\nabla^2 \chi ((\nabla \psi)^2)/2$ , i)  $\omega J(\psi, \frac{\partial \chi}{\partial p})$ ,  
 j)  $-\chi \nabla^2 \Phi$ .

(continua)



(continua)

Fig. 4.4 - Continuação.



(continua)

Fig. 4.4 - Continuação.

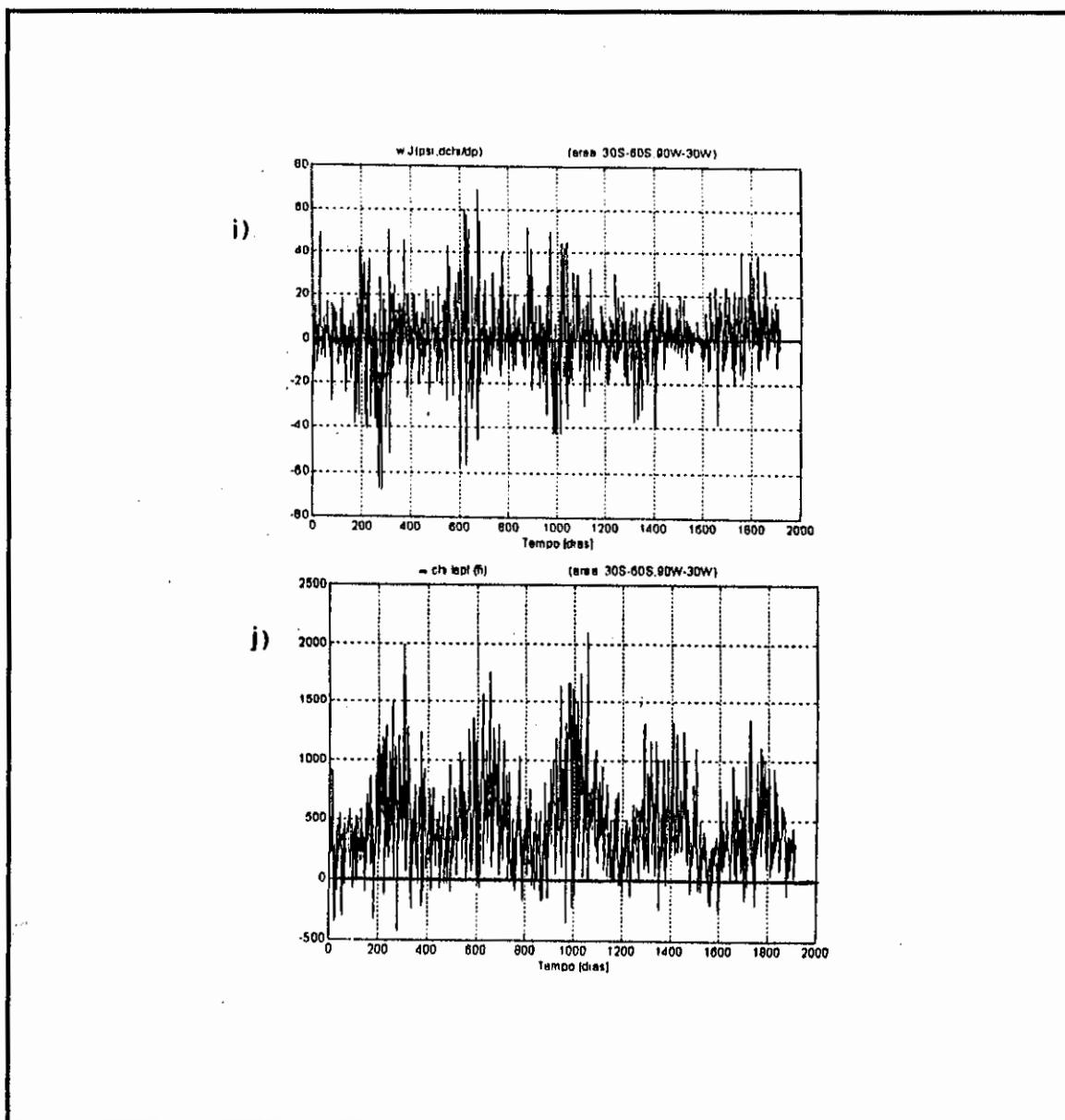


Fig. 4.4 - Conclusão.

O termo  $-\chi \nabla^2 \Phi$  apresentou características distintas nas áreas 2 e 3 (Figura 4.4e e j, respectivamente). Na área 2, este variou entre valores positivos no verão e negativos no inverno. O sinal positivo para  $-\chi \nabla^2 \Phi$  indica que a conversão é de EPD para  $K_\chi$ . O sinal negativo indica o oposto. Assim, na área 2, as trocas são de EPD para  $K_\chi$  no verão, e o oposto no inverno. As diferenças sazonais nas trocas de energia na área 2 não são claras. Uma justificativa para esse comportamento é que, provavelmente, os fluxos laterais horizontais de energia sejam importantes para manter  $K_\chi$  no inverno. Oort e Peixoto (1974) ressaltaram que os termos de fluxos nos contornos no equador podem ser desprezados para o caso média anual. Talvez, quando se considera médias sazonais, estes devem ser considerados. Na área 3, em geral, os sinais foram positivos durante todo o período analisado, de forma que as conversões são de EPD para  $K_\chi$ .

Os resultados apresentados na Figura 4.4 também foram verificados no verão do HN por Chen e Wiin-Nielsen (1976) e sobre a região monçônica por Krishnamurti e Ramanathan (1982). Chen e Wiin-Nielsen (1976) verificaram que o termo de Coriolis foi o maior em magnitude, seguidos dos termos  $\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  e  $\nabla^2 \chi ((\nabla \psi)^2)/2$ , os quais apresentaram uma ordem de magnitude menor do que o termo de Coriolis e, o menor termo em magnitude foi  $\omega J(\psi, \frac{\partial \chi}{\partial p})$ . Krishnamurti e Ramanathan (1982) obtiveram que o maior termo foi o de Coriolis, em seguida o termo  $\nabla^2 \chi ((\nabla \psi)^2)/2$ , ligeiramente menor do que o termo de Coriolis. A ordem de magnitude dos termos  $\nabla^2 \psi \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  e  $\omega J(\psi, \frac{\partial \chi}{\partial p})$  foram menores.

A análise da Figura 4.4 mostra que os termos  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  nas áreas 2 e 3 e o termo  $-\chi\nabla^2\Phi$  na área 3, apresentaram um ciclo anual bem definido.

A Tabela 4.4 relaciona as magnitudes de cada termo de energia, integrados na área e na vertical, para o verão, nas áreas 2 e 3. A análise dessa tabela mostra que o termo dominante em todos os verões é o termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$ , em ambas as áreas. Os sinais dos termos de conversões  $C(EPD, K_\chi)$  e  $C(K_\chi, K_\psi)$  são positivos, de forma que o ciclo de energia sobre a América do Sul tropical se dá da seguinte forma:  $EPD \rightarrow K_\chi \rightarrow K_\psi$ . Exceção é feita ao verão 3 (NDJF 1987-88) onde o termo  $C(EPD, K_\chi)$  é negativo (com magnitude de  $-0,09 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ ) e, portanto,  $K_\chi$  perde energia para EPD. Nesse verão, o termo  $C(K_\chi, K_\psi)$  é positivo (com valor de  $1,15 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ ), tal que a direção da troca de energia é de  $K_\chi \rightarrow K_\psi$ . Vale ressaltar que este verão foi caracterizado por um fenômeno El Niño de intensidade moderada (Kousky e Leetmaa, 1989).

**TABELA 4.4 - VALORES DOS TERMOS DE ENERGIA PARA OS VERÕES E PARA AS ÁREAS 2 E 3. OS VALORES SÃO MULTIPLICADOS POR  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$**

		TERMOS DE CONVERSÃO DE ENERGIA					
área	estação	$f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$	$\nabla^2\psi \nabla\psi \cdot \nabla\chi$	$\nabla^2\chi \frac{(\nabla\psi)^2}{2}$	$\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$	$C(EPD, K_\chi)$	$C(K_\chi, K_\psi)$
2	verão 1	1.139	-0.14	-0.062	0.024	0.316	0.961
2	verão 2	1.332	-0.155	-0.017	0.033	0.480	1.193
2	verão 3	1.498	-0.293	-0.116	0.065	-0.087	1.154
2	verão 4	1.112	-0.225	-0.077	0.041	0.163	0.852
2	verão 5	1.507	-0.204	0.009	0.041	0.81	1.352
média		1.318	-0.203	-0.053	0.041	0.336	1.104
3	verão 1	2.130	-0.151	-0.260	0.012	2.623	1.732
3	verão 2	3.278	-0.083	-0.133	0.024	3.757	3.088
3	verão 3	2.769	0.011	-0.068	0.020	3.072	2.732
3	verão 4	3.214	0.129	0.019	0.004	3.273	3.368
3	verão 5	2.438	-0.0003	0.028	0.021	2.328	2.488
média		2.766	-0.0188	-0.083	0.016	3.011	2.68

Chen e Wiin-Nielsen (1976) enfatizaram o papel de  $K_\chi$  como um catalizador das trocas de energia entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$ , de tal forma que  $K_\chi$  troca energia imediatamente para  $K_\psi$ . A explicação para esse comportamento de  $K_\chi$  é como segue: Dentro da troposfera tropical, os gradientes horizontais de temperatura são muito fracos e a taxa de variação temporal local de temperatura é pequena. Assim, com boa aproximação, a equação da energia termodinâmica (Equação 3.17) reduz-se a um balanço entre o termo de resfriamento adiabático ( $\sigma\omega$ ) e o termo de aquecimento diabático ( $\dot{H}/c_p$ ) (Holton, 1992). Esse resultado foi confirmado por Nitta (1970) através de um balanço de calor feito na área das Ilhas Marshall, onde se mostrou que os termos envolvendo conversões de energia  $\overline{\omega'\alpha'}$  e  $\overline{\alpha'H'}$  são idênticos, isto é, em todas as faixas de frequências, a EPD dos turbilhões é gerada pelo aquecimento diabático (principalmente por liberação de calor latente de

condensação) e é imediatamente convertida em energia cinética dos turbilhões. Nas latitudes médias, como a estabilidade estática é grande na escala sinótica, o aquecimento ou o resfriamento adiabático devido ao movimento vertical é da mesma ordem de grandeza que o termo de advecção horizontal de temperatura, de forma que há um excesso de EPD em todos os comprimentos de onda nessa região e, as trocas de energias são mais lentas (Daggupaty, 1967).

A análise das magnitudes dos termos de conversões de energia (Tabela 4.4) mostra que há uma inconsistência no balanço de energia cinética calculado sobre a América do Sul, durante o verão. No caso da área 2, o termo  $C(K_\chi, K_\psi)$  é ligeiramente maior do que o termo  $C(EPD, K_\chi)$ . Chen e Wiin-Nielsen (1976) também não obtiveram um balanço exato entre os termos  $C(EPD, K_\chi)$  e  $C(K_\chi, K_\psi)$  nos trópicos do HN durante o verão, tanto usando dados observacionais como um modelo de circulação geral. Não foi apresentado uma explicação para esse fato, apenas foram discutidos os problemas envolvidos em se considerar modelos de equações primitivas para se calcular este tipo de balanço.

Para justificar as inconsistências observadas no ciclo de energia cinética sobre a América do Sul no verão (Tabela 4.4), duas possibilidades podem ser levantadas. Uma delas é a importância dos fluxos laterais horizontais de energia, como discutido anteriormente. A outra, são problemas envolvidos nas análises do NMC.

Uma tarefa constante nos centros de previsão, tais como o NMC, ECMWF e outros, é verificar a qualidade das análises em representar os processos físicos e dinâmicos no modelo de previsão. Kanamitsu e Saha (1995)

avaliaram a presença de erros sistemáticos nas análises do NMC. O modelo de previsão considerado esteve operacionalmente no NMC de agosto de 1987 até março de 1991 (T80, 18 níveis), e inclui radiações de onda longa e de onda curta com variação diurna, interações entre radiação e nuvem, processos na camada limite planetária, convecção rasa e profunda, condensação de grande escala, arrasto pelas ondas de gravidade, orografia aumentada, hidrologia simples, e difusão horizontal e vertical. As variáveis analisadas foram altura geopotencial, vento e umidade específica, e também as componentes do balanço de energia cinética (EPD,  $K_x$  e  $K_\psi$ ), divididas em 3 escalas: a grande, a média e a pequena (números de onda 1 a 10, 11 a 40 e 41 a 80, respectivamente). Os resultados mostram que houve uma redução da Energia cinética rotacional e da EPD em todas as escalas, principalmente nas escalas média e na pequena. Aproximadamente 50 % dessa perda de energia é explicada pelo excesso de difusão vertical e horizontal. O restante dessa perda de energia pode estar relacionado a uma geração de EPD insuficiente na média escala, provavelmente devido ao tipo de parametrização usada para a convecção cúmulus, que foi o esquema de Kuo, o qual é um sumidouro de EPD nas escalas média e pequena.

Com base nos resultados de Kanamitsu e Saha (1995), talvez  $K_x$  seja pequena no balanço de energia cinética calculado sobre a América do Sul no verão, (Tabela 4.4), devido à insuficiência na geração de EPD pelo modelo do NMC, embora a influência dos fluxos laterais horizontais também devem ser considerados. Apesar dos resultados de Kanamitsu e Saha (1995) serem específicos para os meses de janeiro, fevereiro, junho, julho e agosto de 1990, esses meses estão incluídos no período de dados usado nesse estudo.

A Tabela 4.5 apresenta os valores dos termos de energia para os invernos, nas áreas 2 e 3. Na área 2, no inverno (Tabela 4.5), o termo de conversão de energia  $C(EPD, K_\chi)$  apresentou sinal negativo em todos os invernos. Este comportamento não é claro. Como discutido anteriormente, os fluxos laterais nos contornos devem ser calculados para se poder entender tal comportamento. Na área 3, no inverno, o ciclo de energia cinética foi da seguinte forma:  $EPD \rightarrow K_\chi \rightarrow K_\psi$  e, o termo de conversão  $C(EPD, K_\chi)$  é maior do que o termo  $C(K_\chi, K_\psi)$ , mostrando que há um excesso de EPD nas latitudes médias, como é conhecido e mostrado por Daggupaty (1967). Vale ressaltar que as trocas de energia cinética no verão são maiores na área 3 do que na área 2.

TABELA 4.5 - VALORES DOS TERMOS DE ENERGIA PARA OS INVERNOS, PARA AS ÁREAS 2 E 3. OS VALORES SÃO MULTIPLICADOS POR  $10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$

		TERMOS DE CONVERSÃO DE ENERGIA					
área	estação	$f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$	$\nabla^2\psi \nabla\psi \cdot \nabla\chi$	$v^2\chi \frac{(\nabla\psi)^2}{2}$	$\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$	$C(EPD, K_\chi)$	$C(K_\chi, K_\psi)$
2	inverno1	1.311	-0.106	-0.237	0.003	-0.622	0.972
2	inverno2	1.449	-0.151	-0.07	7e-5	-0.777	1.228
2	inverno3	1.535	-0.238	-0.258	0.03	-1.884	1.068
2	inverno4	1.438	-0.122	-0.124	0.008	-0.19	1.200
2	inverno5	1.607	0.010	0.041	-3.8e-4	-0.546	1.66
média		1.468	-0.121	-0.13	0.008	-0.804	1.224
3	inverno1	3.450	-0.162	-0.201	-0.048	6.543	3.04
3	inverno2	4.252	0.084	-0.245	0.0348	6.006	4.124
3	inverno3	4.043	0.161	0.043	-0.037	7.942	4.208
3	inverno4	2.994	0.087	0.090	-0.041	4.841	3.132
3	inverno5	2.292	0.121	-0.057	0.034	4.055	2.392
média		3.406	0.058	-0.074	-0.011	5.877	3.38

Os resultados apresentados nas Tabelas 4.4 e 4.5 mostram que o ciclo de energia cinética sobre a América do Sul durante o verão é da seguinte forma:

$\dot{H} \rightarrow EPD \rightarrow K_\chi \rightarrow K_\psi$ . Assim, um provável mecanismo físico que explica a circulação de verão sobre a América do Sul é que uma fonte de calor sobre a Amazônia geraria EPD, através da liberação de calor latente de condensação, que troca para  $K_\chi$  através da circulação termicamente direta ( $-\chi \nabla^2 \Phi$ ) e desta, para  $K_\psi$  através do termo  $(\zeta + f) \nabla\psi \cdot \nabla\chi$ .

#### 4.2.1 - ESTUDO DE CASOS

A distribuição sazonal das chuvas sobre o globo é um aspecto importante do clima e, quando ocorre uma anomalia nessa distribuição (chuvas abaixo ou acima da normal), provoca sérios impactos ambientais e econômicos. Esforços para explicar a ocorrência de secas/enchentes tem sido focalizados, geralmente, no possível papel que as anomalias da circulação atmosférica de grande escala possam ter sobre esses eventos. Neste item, as anomalias da circulação atmosférica sobre a América do Sul são analisadas do ponto de vista do balanço de energia cinética divergente e rotacional, em dois verões: NDJF 1986-87 e NDJF 1988-89, caracterizados por condições de seca e de enchentes, respectivamente, na maior parte do Brasil.

Os verões de 1986-87 e de 1988-89 têm sido citados na literatura como períodos onde a circulação atmosférica foi anômala na escala global. O ano de 1987 foi caracterizado pelo fenômeno El Niño, de intensidade moderada (Kousky e Leetmaa, 1989). Neste ano, em junho-julho-agosto (JJA), seca severa ocorreu em grande parte do continente Indiano (Krishnamurti et al., 1989), e o norte da China foi caracterizado por seca moderada (Shao-Wu, 1989). As condições atmosféricas e oceânicas que caracterizaram o El-Niño de 1987 predominaram até julho de 1988, quando reverteram-se para características de um evento La Nina (Climanálise, 1987, 1988). Grande parte da Índia, do nordeste da China, do Japão, da Coréia e da Indochina foi afetada por enchentes severas em 1988 (Krishnamurti et al., 1990).

No Brasil, de setembro até novembro de 1986, as chuvas foram abaixo da normal em grande parte do país, principalmente nas Regiões Sul e Sudeste, no Brasil Central

e no NEB (Climanálise, 1986, 1987). Em dezembro de 1986, chuvas abundantes ocorreram nas Regiões Sudeste e Centro-Oeste, sendo observados inundações em pontos isolados na parte sul do Estado de Minas Gerais. Neste mes, condições mais secas prevaleceram sobre o oeste da Amazônia e sobre o norte da Bahia. Em janeiro de 1987, a estiagem no nordeste de Minas Gerais e no centro-sul e sudoeste da Bahia causaram grandes prejuízos à agricultura da região e, principalmente, racionamento de energia elétrica na Região NEB devido ao baixo nível do reservatório de Sobradinho (Climanálise, 1987). Condições mais secas prevaleceram em fevereiro de 1987 sobre o NEB, a Amazônia e o norte da Região Sudeste.

No verão de 1988-89, quase todas as regiões Amazônica e centro-oeste do Brasil foram caracterizadas por chuvas acima da normal climatológica. Em janeiro de 1989, foram registrados desvios positivos superiores a 100 mm na parte sul da Região Centro-Oeste, desvios positivos superiores a 200 mm no extremo sul do Mato Grosso do Sul e superiores a 100 mm no norte do Maranhão, do Piauí e do Ceará (Climanálise, 1989). Em fevereiro de 1989, quase toda a Região Norte (exceto o extremo oeste dessa região e o sudeste do Pará) e a maior parte do Centro-Oeste apresentaram chuvas acima da normal. Verificou-se desvios positivos superiores a 200 mm numa pequena região no sul de Minas Gerais. (Climanálise, 1989).

Como visto no item 4.2, o termo dominante nas trocas de energias entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$  foi o termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$ . Na análise de 2 anos de contraste apresentada a seguir, considerou-se o termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  para inferir as principais características interanuais no padrão da circulação atmosférica de verão sobre a América do sul, e que

justifique as anomalias de precipitação observadas nesses anos.

As Figuras 4.5a, b e c, respectivamente, apresentam os campos espaciais médios de 5 anos para os meses de novembro até fevereiro do termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$ , de  $\psi$  e de  $\chi$  em 200 hPa. A análise da Figura 4.5 a mostra que a contribuição do termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  é maior a partir de  $20^\circ$  S, onde o parâmetro de Coriolis começa a ficar importante. Se este termo variasse apenas devido à contribuição do parâmetro de Coriolis, o campo deveria aumentar continuamente para o sul. Entretanto, verificam-se centros de máximos valores sobre o continente e de mínimos valores sobre os Oceanos Pacífico Sudeste e Atlântico Sul, na faixa entre  $40^\circ$  S e  $60^\circ$  S, o que enfatiza a contribuição das configurações espaciais de  $\psi$  e de  $\chi$ .

A análise das Figuras 4.5b e 4.5c evidenciam as principais características da circulação sobre a América do Sul na estação de verão. Na análise do campo de  $\psi$  (Figura 4.5b) observa-se a presença da Alta da Bolívia e do Cavado à leste, sobre o Atlântico Sul. Em dezembro, há circulação anticiclônica sobre a Bolívia e nos outros meses analisados, uma crista sobre o Continente Sul-americano. A presença do Cavado sobre o Oceano Atlântico Sul é notada durante todo o verão, e seu eixo é orientado noroeste-sudeste em relação à costa leste da América do Sul. A análise do campo de  $\chi$  (Figura 4.5c) mostra uma forte circulação divergente sobre a América do Sul em novembro, enfraquecendo de novembro até janeiro e, neste mês, todo o Continente Sul-americano e os oceanos adjacentes experimentam forte convergência em altos níveis. Em fevereiro de 1987, observa-se forte divergência em 200 hPa sobre o Brasil central. Vale lembrar que, valores

positivos de  $\chi$  corresponde à divergência horizontal em altos níveis, como inferido da Equação 3.12.

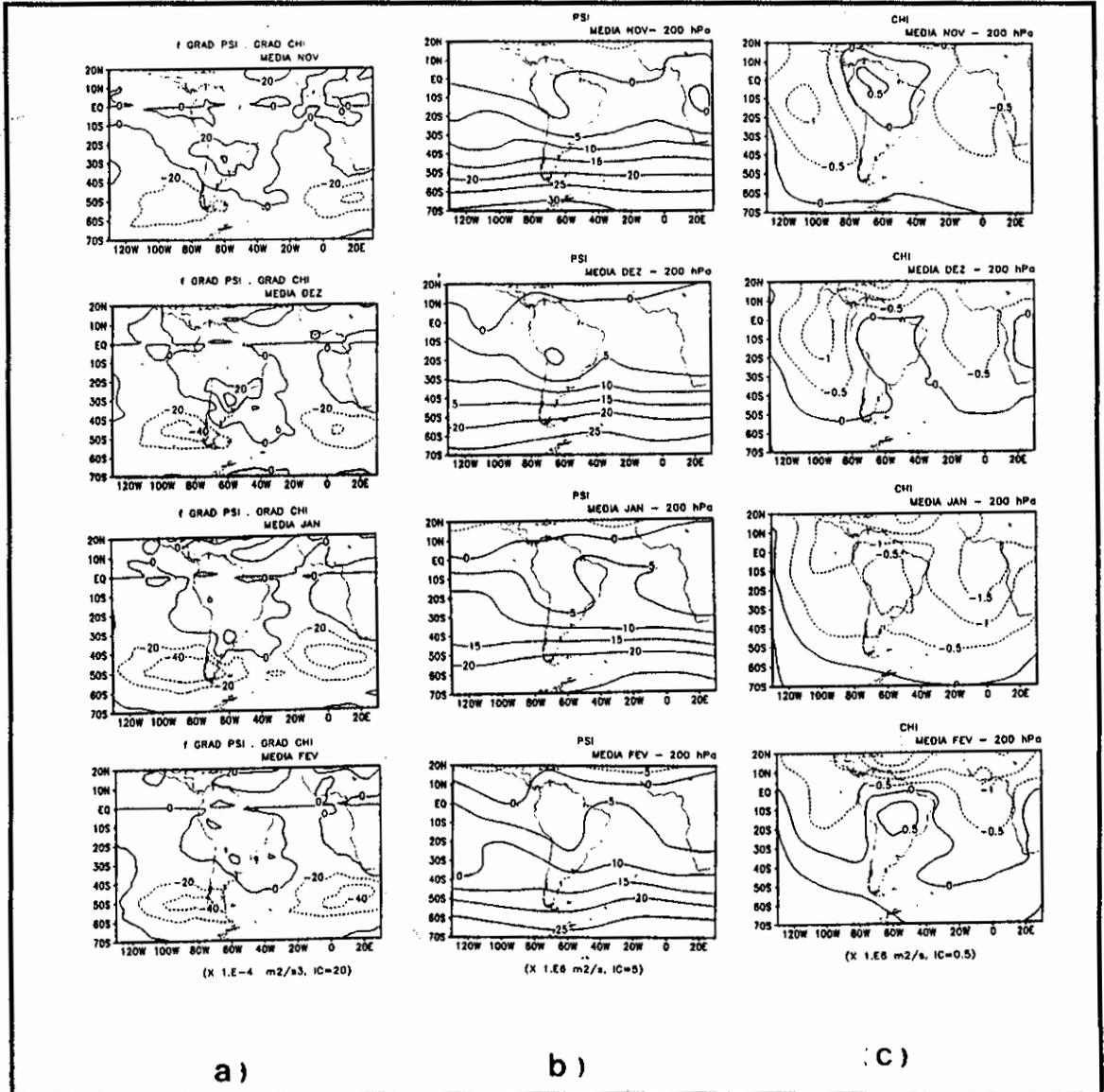


Fig. 4.5 - Campos espaciais mensais médios de 5 anos, (desde novembro até fevereiro) para: a)  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  ( $\times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ ), b)  $\psi$  em 200 hPa ( $\times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ), c)  $\chi$  em 200 hPa ( $\times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ).

As Figuras 4.6a, b e c, respectivamente, apresentam os campos espaciais mensais, de novembro de 1986 até fevereiro de 1987, do termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$ ,  $\psi$  e  $\chi$  em 200 hPa. A análise da Figura 4.6a mostra que  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  apresentou centros com valores positivos e negativos, mais intensos na região de  $30^\circ$  S a  $60^\circ$  S. Em geral, os centros com valores negativos (localizados no Pacífico Sudeste e no Atlântico Sul), foram mais intensos sobre o Oceano Atlântico Sul, durante todo o verão, localizando-se aproximadamente na faixa de  $20^\circ$  W a  $20^\circ$  E. Sobre o sul do Continente Sul-americano observa-se centros positivos do campo de  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  (indicando forte conversão de  $K_\chi$  para  $K_\psi$ ), de novembro de 1986 até janeiro de 1987. Os  $\nabla\psi$  e  $\nabla\chi$  (Figura 4.6b e 4.6c, respectivamente) foram mais fortes em torno de  $40^\circ$  S a  $60^\circ$  S e de  $60^\circ$  W a  $20^\circ$  W, estando ambos paralelos ao cinturão de latitudes, tal que  $\nabla\psi.\nabla\chi > 0$  e, como o sinal do parâmetro de Coriolis é negativo no HS, o termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  é negativo. Portanto, estas regiões de  $\nabla\psi$  e  $\nabla\chi$  mais fortes correspondem às regiões onde os valores de  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  são maiores e negativos. Assim, as configurações espaciais de  $\chi$  e de  $\psi$  contribuem para o forte centro com valores negativos de  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  no oceano Atlântico Sul. Os máximos negativos observados em  $f\nabla\psi.\nabla\chi$  ocorrem na região do jato subtropical do HS, e a orientação dos  $\nabla\psi$  e  $\nabla\chi$  foi favorável a uma transferência de energia de  $K_\psi$  para  $K_\chi$ , ajudando a manter o jato subtropical do HS no verão de 1986-87.

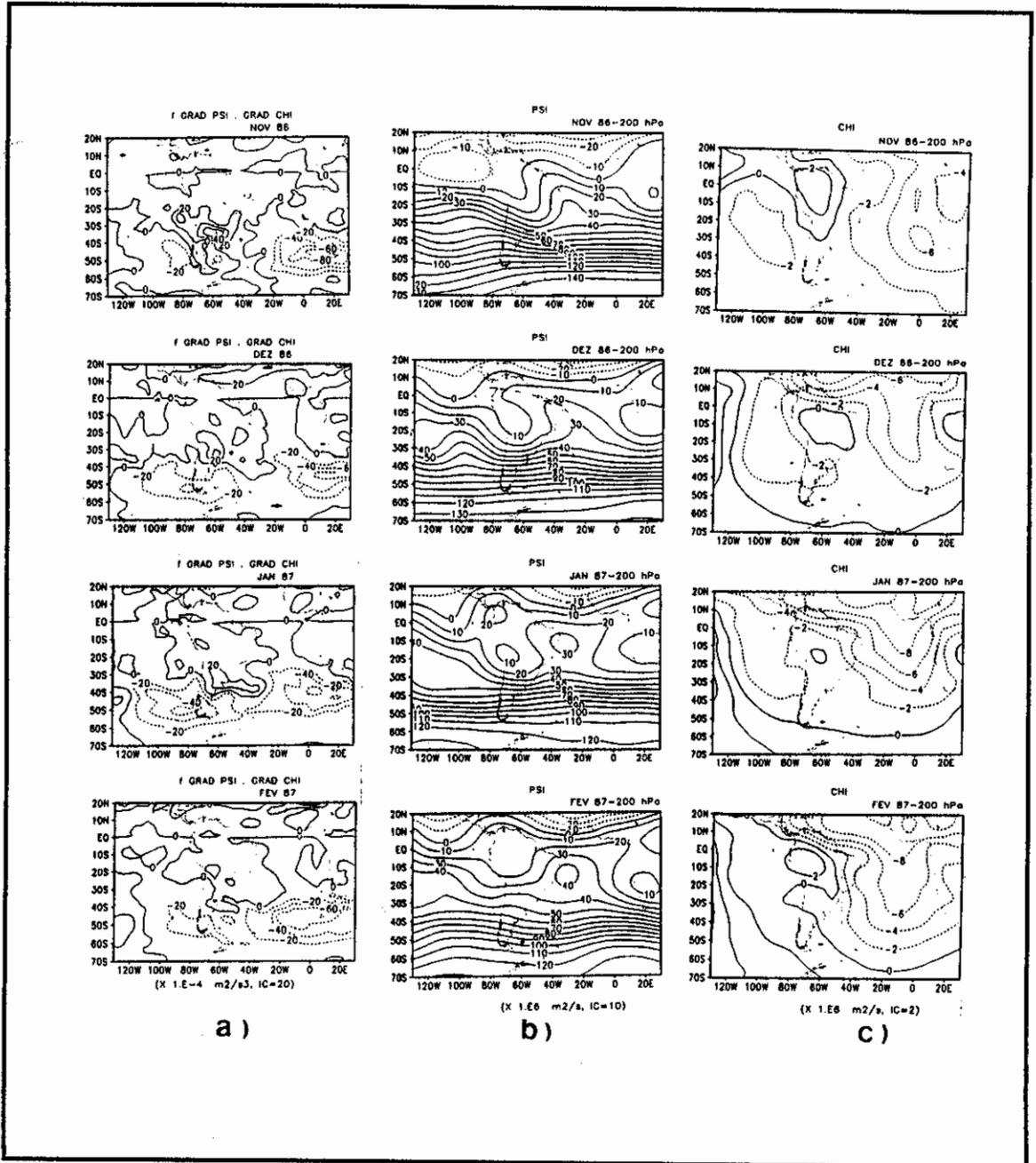


Fig. 4.6 - Campos espaciais mensais (desde novembro de 1986 até fevereiro de 1987) para: a)  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  ( $\times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ ), b)  $\psi$  em 200hPa ( $\times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ), c)  $\chi$  em 200 hPa ( $\times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ).

As Figuras 4.7a, b e c, respectivamente, apresentam os campos espaciais mensais (de novembro de 1988 até fevereiro de 1989) do termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$ , de  $\psi$  e de  $\chi$  em 200 hPa. Observa-se que sobre o Pacífico Sudeste ( $40^{\circ}$  S -  $50^{\circ}$  S;  $120^{\circ}$  W -  $60^{\circ}$  W), as trocas de energia entre  $K_{\chi}$  e  $K_{\psi}$  através do termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$ , são mais fortes, intensificando de novembro de 1988 até fevereiro de 1989, quando atinge valores de  $-60 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$  (Figura 4.6a).

Comparando-se as Figuras 4.6b e 4.7b, verifica-se que as maiores diferenças entre esses dois verões ocorrem no Pacífico, como mostrado pelos campos espaciais de  $\chi$  (Figuras 4.6c e 4.7c, respectivamente). No verão de 1988-89, os  $\nabla\psi$  não apresentam mudanças marcantes entre os dois verões, os  $\nabla\chi$  foram mais fortes tanto no Pacífico Sudeste como no Atlântico Sul, com forte divergência horizontal em 200 hPa sobre a América do Sul. As configurações de  $\psi$  e de  $\chi$  no verão de 1988-89 contribuem para aumentar as trocas de energia cinética entre  $K_{\chi}$  e  $K_{\psi}$ . Rasmusson (1991), comparando as condições médias para esses dois verões verificaram que há uma reversão geral do padrão de grande escala sobre o Pacífico que reflete uma intensificação (enfraquecimento) do escoamento divergente em altos níveis no Pacífico Equatorial durante o verão de 1986-87 (1988-89). Essa reversão é evidenciada como uma intensificação (enfraquecimento) da circulação de Hadley no HN no Pacífico Central, relacionada ao fenômeno ENOS. Assim, o padrão divergente sobre a América do Sul sugere condições relativamente úmidas sobre o Pacífico Equatorial Leste e condições secas sobre o nordeste da América do Sul durante o verão de 1986-87, e o oposto no verão de 1988-89.

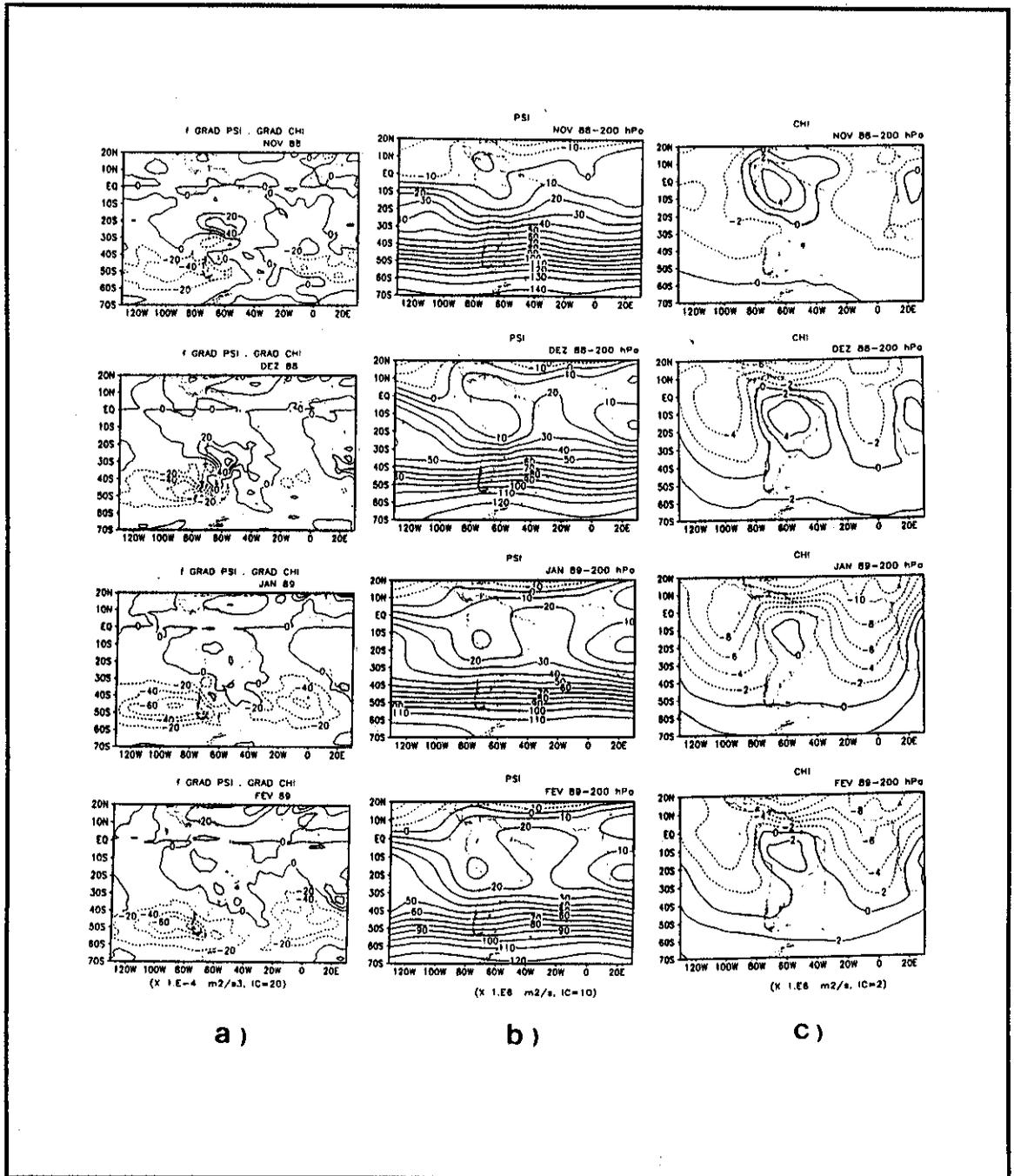


Fig. 4.7 - Campos espaciais mensais (desde novembro de 1988 até fevereiro de 1989) para: a)  $f \nabla \psi \cdot \nabla \chi$  ( $\times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ ), b)  $\psi$  em 200 hPa ( $\times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ), c)  $\chi$  em 200 hPa ( $\times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ).

Comparando-se os verões de 86-87 e de 88-89, nota-se que, no ano de El Niño (1986-87),  $\psi$  foi mais ondulatória, o sistema Alta da Bolívia-Cavado a leste foi forte e a corrente de jato também foi intensa. No ano de La Niña (1988-89),  $\chi$  foi mais ondulatória e o jato foi menos intenso quando comparado ao verão de 1986-87.

O que fica claro neste tipo de análise, é que a magnitude das interações entre  $\psi$  e  $\chi$ , visto pelo termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$ , ocorre devido à orientação do  $\nabla\psi$  e do  $\nabla\chi$ , sendo fortemente governada pelas flutuações na orientação do campo  $\chi$ . Esses resultados também foram observados na região monçônica do Mar da Arábia (Krishnamurti e Ramanathan, 1982). No caso da América do Sul, as principais mudanças entre o verão de 1986-87 e 1988-89 foram vistas pelo campo de  $\chi$  no Pacífico Sudeste.

#### 4.3 - PERIODICIDADES DOMINANTES NOS PARÂMETROS DE ENERGIA

A Tabela 4.6 apresenta as periodicidades dominantes nos termos de energia na área 2, considerando os verões e os invernos, separadamente. Apenas periodicidades significantes ao nível de 90 % (indicadas por asterisco (\*)) e de 95 % (sem asterisco) foram incluídas nessa tabela. O traço (-) significa que não se verificou periodicidades dominantes a 90 % ou 95 %. Todos os termos de conversões de energia foram incluídos, embora o termo dominante nas trocas de energia entre  $K_\chi$  e  $K_\psi$  foi o termo  $f\nabla\psi.\nabla\chi$ , como discutido no item 4.2.

TABELA 4.6 - PERIODICIDADES DOMINANTES NOS PARÂMETROS DE ENERGIA NA ÁREA 2, PARA VERÕES E INVERNOS. VALORES EXPRESSOS EM DIAS.

Termos de energia	verões					invernos				
	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
KBAR em 200hPa	5	3,8	14*	-	-	15*	22	18	19 35*	6* 18*
$K_{\psi}$ em 200hPa	15 35*	11 21*	15 43	36*	-	14 22*	23	18	14	12 18*
$K_{\chi}$ em 200hPa	15*	-	3	8* 30*	-	22 35	8* 21	19	45	9,5*
$f \nabla\psi \cdot \nabla\chi$	9	9* 25*	9	6	8* 30*	8* 22* 36*	8* 30*	-	18	5
$\nabla^2\psi \nabla\psi \cdot \nabla\chi$	25*	31	3,3 18	44	-	-	9 15*	-	35	9* 16*
$\nabla^2\chi \frac{(\nabla\psi)^2}{2}$	5	13*	3,8 13* 33	29	19	9	5 18* 26*	5 12*	34	20
$\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$	23	22* 37*	8 10	5* 36	4 8*	5 35	-	9*	25	18
$-\chi \nabla^2\Phi$	29	30*	28	27*	9*	30	5	15	15	10

O (\*) e (-) indicam significância ao nível de 90% e não significante a 90 % ou 95 %, respectivamente. Os demais valores são significantes ao nível de 95%.

A análise dos espectros estimados das energias KBAR,  $K_{\psi}$  e  $K_{\chi}$  em 200 hPa e dos termos de conversão de energia  $C(EPD, K_{\chi})$  e  $C(K_{\chi}, K_{\psi})$ , para as estações de verão e de inverno, individualmente, mostrou grande variabilidade interanual. Na área 2, periodicidades dominantes da ordem de 30 dias foram notadas em  $K_{\psi}$  (verão 4) e em  $-\chi \nabla^2\Phi$  (verão 2), de 35 dias em  $K_{\psi}$  (verão 1) e de 43

dias em  $K_\psi$  (verão 3), significantes ao nível de 90 %, 95 %, 90 % e 95 %, respectivamente. As periodicidades dominantes nos termos de conversões de energia foi da ordem de 30 dias nos termos  $-\chi\nabla^2\Phi$  (verão 2) e  $f\nabla\psi\nabla\chi$  (verão 5), de 31 dias no termo  $\nabla^2\psi\nabla\psi\nabla\chi$  (verão 2), de 33 dias em  $\nabla^2\chi\frac{(\nabla\psi)^2}{2}$  (verão 3), de 36 dias em  $\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$  (verão 4), de 37 dias em  $\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$  (verão 2) e de 44 dias em  $\nabla^2\psi\nabla\psi\nabla\chi$  (verão 4), significativos ao nível de 90 %, 90 %, 95 %, 95 %, 95 %, 90%, 95% e 95%, respectivamente. Outras periodicidades dominantes da ordem de 28 dias foram observadas em  $-\chi\nabla^2\Phi$  (verão 3), e de 29 dias em  $-\chi\nabla^2\Phi$  (verão 1) e em  $\nabla^2\chi\frac{(\nabla\psi)^2}{2}$  (verão 4), significantes ao nível de 95 %.

Essas oscilações durante o verão podem ser associadas com a Oscilação intrasazonal ou Oscilação de 30-60 dias. Vale notar que, o termo  $-\chi\nabla^2\Phi$  apresentou periodicidades em torno de 30 dias em todos os verões, exceto o verão 5. Como esse termo, nos trópicos, num sentido mais geral, é quem fornece energia cinética para dirigir as circulações divergentes tropicais, deve ser melhor considerado para a previsão do tempo e do clima do país.

O sinal da oscilação de 30-60 dias sobre a América do Sul também foi identificado por outros autores (Knutson e Weickmann, 1987; Kayano e Kousky, 1992; Boer, 1995).

Boer (1995) utilizou o campo de  $\chi$  em 200 hPa para representar a componente divergente tropical de grande escala e verificou o desempenho desse parâmetro para previsão de médio e curto prazo nos trópicos. Boer construiu diagramas de Hovmöller de  $\chi$  mediado na área entre 15° N e 15° S em todo o cinturão de longitudes para

as estações DJF e JJA de 1986, 87, 88, 89, 90 e 91, com o objetivo de estudar as características da Oscilação de 30-60 dias. Verificou que: há uma forte tendência para uma estrutura coerente movendo-se para leste e destacou sua natureza episódica, há uma não uniformidade de velocidade de propagação à medida que o episódio progride e, é bem organizado no verão e não organizado no inverno. Na América do Sul em DJF, Boer mostrou que há um sinal claro da Oscilação de 30-60 dias, verificada principalmente em DJF 1986-87 (Boer, 1995, p. 3542-3543).

Para estabelecer o ciclo de energia da Oscilação de 30-60 dias é necessário fazer cálculos globais, entretanto, baseado no ciclo de energia discutido no item 4.2 ( $\dot{H} \rightarrow EPD \rightarrow K_x \rightarrow K_y$ ), sugere-se que este tipo de ciclo de energia, provavelmente, é válido para esta oscilação, pelo menos no contexto regional sobre a América do sul, durante o verão.

Oscilações com periodicidades menores também foram observadas no verão. Essas periodicidades podem ser associadas com distúrbios transientes, como verificado em Liebman e Hendon (1990) e Felice et al. (1993), para a região equatorial. Párraga (1991) observou periodicidades dominantes na faixa de 12-15 dias na região da Alta da Bolívia, do Cavado sobre o Atlântico Sul e na ZCPS.

A Tabela 4.7 apresenta as periodicidades dominantes na área 3, para o verão e o inverno.

TABELA 4.7 - PERIODICIDADES DOMINANTES NOS PARÂMETROS DE ENERGIA NA ÁREA 3, PARA VERÕES E INVERNOS. VALORES EXPRESSOS EM DIAS

Termos de energia	verões					invernos				
	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5
KBAR em 200hPa	-	12	-	10	16 20	11	8	15	13	7
$K_{\psi}$ em 200hPa	-	12	-	10	10 20	14*	15*	-	15*	8
$K_{\chi}$ em 200hPa	16*	-	5 10	8 11	-	5*	9* 30 35	12*	10 15*	10
$f \nabla\psi \nabla\chi$	9* 15*	3	9 13*	4 22	26	-	5 21*	-	9 12*	4 18*
$\nabla^2\psi \nabla\psi \nabla\chi$	-	-	9* 30	-	4,5 22	7* 30	8 10*	10	35	5 11*
$\nabla^2\chi \frac{(\nabla\psi)^2}{2}$	-	-	3 10	-	8* 22*	30	5 7*	7* 13*	35	30
$\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$	23	22* 37*	8 10	5* 36	4 8*	5 35	-	9*	25	18
$-\chi \nabla^2\Phi$	5	3 18	36	5	7 30	7* 11*	15	11	9* 22*	30*

O (\*) e o (-) indicam significância ao nível de 90% e não significativa a 90% ou 95%, respectivamente. Os demais valores são significantes ao nível de 95%.

Analisando as oscilações dominantes nos parâmetros de energia na área 3 no verão (Tabela 4.7), pode-se notar a presença de oscilações de 30-60 dias nos termos  $\nabla^2\psi \nabla\psi \nabla\chi$  (verão 3) e  $-\chi \nabla^2\Phi$  (verão 5), com periodicidades de 30 dias, dos termos  $-\chi \nabla^2\Phi$  (verão 3) e  $\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$  (verão 4) com periodicidades dominantes de 36 dias e do termo  $\omega J(\psi, \frac{\partial\chi}{\partial p})$  (verão 2), com periodicidades de 37 dias, significantes ao nível de 95%, 95%, 95%, 95%, 90%, respectivamente. Também verificou-se periodicidades

menores, no verão, nessa área. Durante o inverno oscilações em torno de 30 dias aparecem com mais freqüência na área 3 (9 casos) do que na área 2 (7 casos).

Comparando-se as Tabelas 4.6 e 4.7, observa-se que oscilações dominantes na faixa de 30-60 dias aparece tanto em latitudes tropicais como em latitudes médias, sendo mais dominante nos trópicos no verão e, nas latitudes médias no inverno. Vários trabalhos tem mostrado evidências de que o escoamento de latitudes médias pode suportar oscilações com escala de tempo de 40-50 dias independentemente de qualquer fenômeno tropical (Dickey et al., 1991; Ghil e Mo, 1991; Grimm, 1992; Julian e Madden, 1994). O possível mecanismo dinâmico da oscilação de 30-60 dias nas latitudes extratropicais do HN foi discutido por Dasheng e Wenzhong (1995). O sinal dessa oscilação também é observado nos extratropicais do HS (Ghil e Mo, 1991). Embora o sinal dessa oscilação apareça em diferentes variáveis, nas latitudes extratropicais este é mais nítido no momentum angular atmosférico (Anderson e Rosen, 1983).

Durante o inverno, tanto na área 2 como na área 3 (Tabelas 4.6 e 4.7, respectivamente) verificam-se oscilações dominantes com periodicidades em torno de 20 dias. Essa oscilação durante o inverno pode ser interpretada como uma manifestação do mecanismo de vacilação (McGuirk e Reiter, 1976), ou do "index cycle" como interpretado por Namias (1950) para o HN. Para testar esta hipótese, os espectros de  $K_{\text{BAR}}$  e  $K_{\text{v}} + K_{\text{x}}$  foram calculados e comparados. Os resultados (não apresentados) mostram que estas oscilações não tem comportamento do tipo vacilação. Assim, outro tipo de fenômeno deve ser responsável por tais modos de oscilação dominantes nessa faixa de freqüência.

Essa análise de periodicidades nos parâmetros de energia sobre a América do Sul teve mais um caráter exploratório. A importância dessa análise é que alguns parâmetros identificaram, principalmente no verão, o sinal da oscilação de 30-60 dias e também outras oscilações em diferentes faixas de frequências. Assim, um método com melhor resolução pode trazer maior clareza para este aspecto da circulação atmosférica sobre a América do Sul. Além disso, considerando que as séries para o verão e para o inverno são curtas (120 e 123 dias, respectivamente), é interessante aplicar um método que dê boa resolução espectral para determinar as periodicidades predominantes. Um desses métodos pode ser o da máxima entropia.

#### 4.4 - INTERAÇÃO ENTRE ESCALAS TEMPORAIS

As Figuras 4.8a até 4.8f apresentam os campos de geopotencial em 200 hPa para as componentes sazonal ( $Z_0$ ), intrasazonal ( $Z_1$ ) e de alta frequência ( $Z_2$ ), nos verões de 1986-87 e de 1988-89, sobre a América do Sul, respectivamente. A análise dessas figuras nos verões de 1986-87 e 1988-89 mostra que os campos das componentes sazonais nesses 2 verões (Figuras 4.8a e 4.8d, respectivamente) assemelham-se à climatologia geralmente observada sobre a América do Sul, há um máximo em  $Z_1$  sobre o sul da América do Sul, sendo mais forte no verão de 1986-87 do que no de 1988-89 (Figura 4.8b e 4.8e, respectivamente) e, na alta frequência, no verão de 1986-87, observa-se a presença de turbilhões de alta frequência na região entre  $30^\circ$  S e  $60^\circ$  S e entre  $130^\circ$  W e  $30^\circ$  E (Figura 4.8c), apresentando vários centros positivos e negativos, formando um trem de ondas iniciando no Pacífico Sudeste, com orientação sudoeste-nordeste (SW-NE), com

padrão de onda zonal 4. No verão de 1988-89 o campo espacial da componente de alta frequência (Figura 4.8f) é menos intenso mostrando um trem de ondas mais fraco, parecendo haver ondas de comprimento menores.

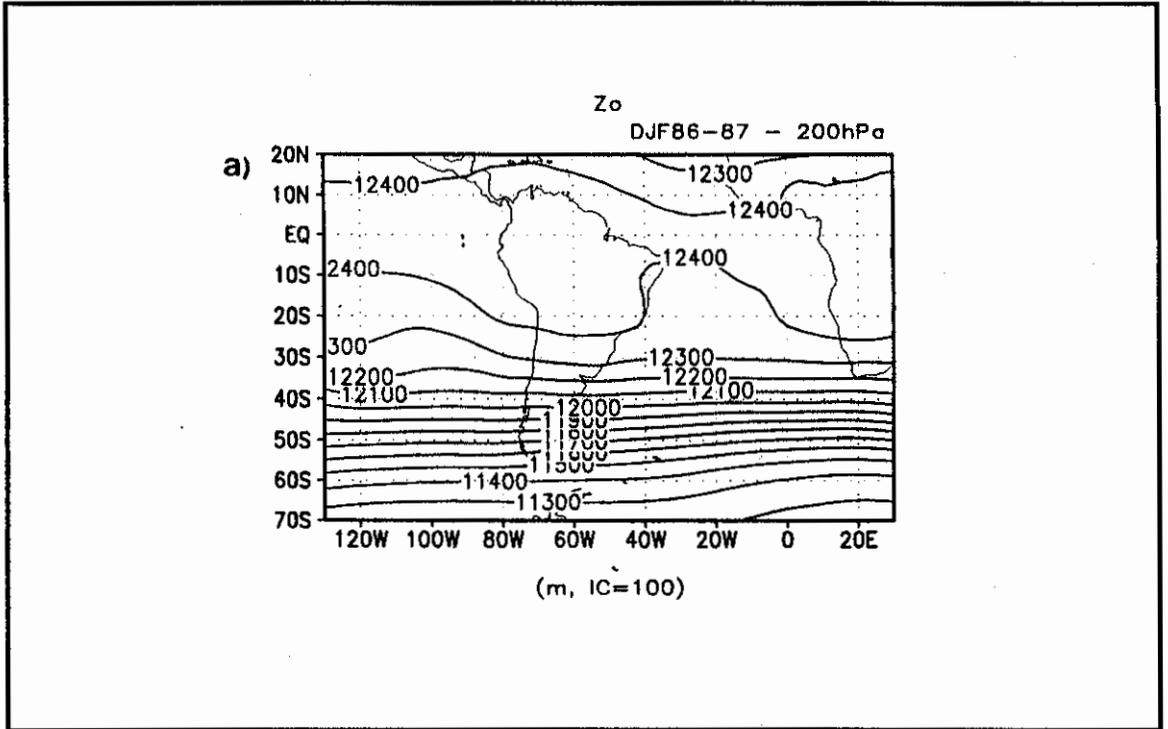
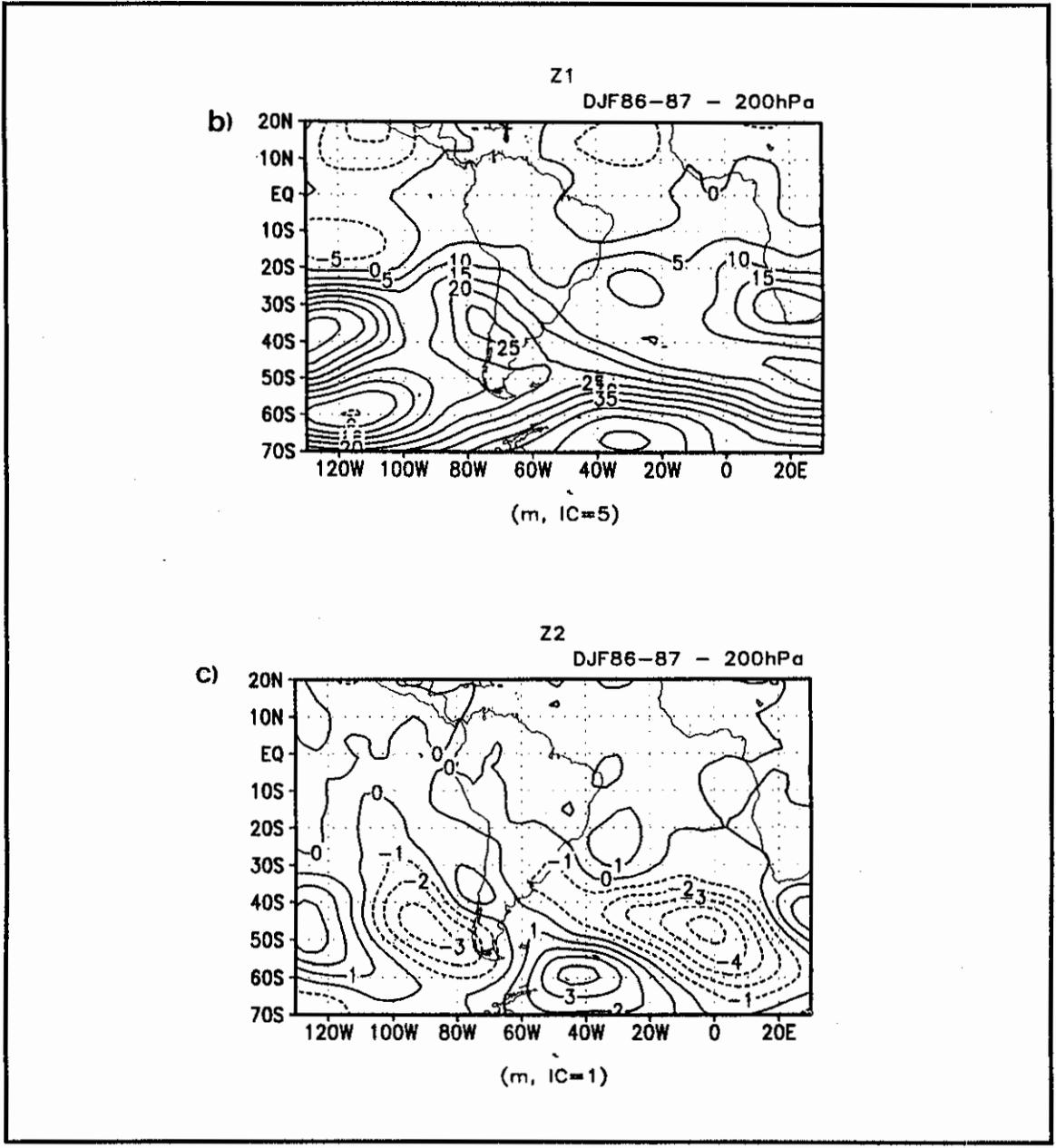


Fig. 4.8 - Campos espaciais de altura geopotencial em 200 hPa para as componentes sazonal (a e d), intrasazonal (b e e) e de alta frequência (c e f), para os verões de DJF de 1986-87 e DJF 1988-89, respectivamente. Os valores são expressos em metros.

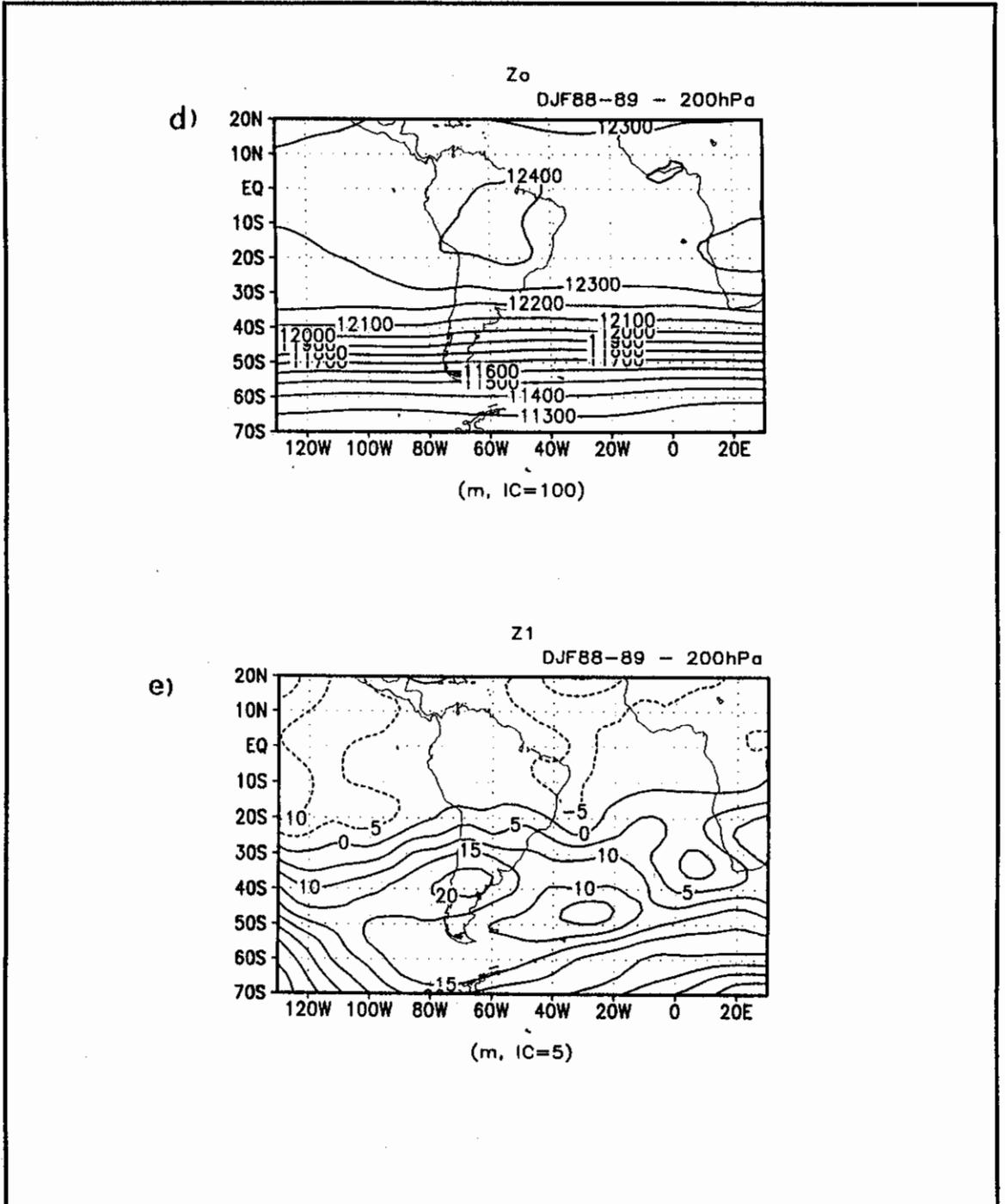
IC indica os intervalos das isolinhas.

(continua)



(continua)

Fig. 4.8 - Continuação.



(continua)

Fig. 4.8 - Continuação.

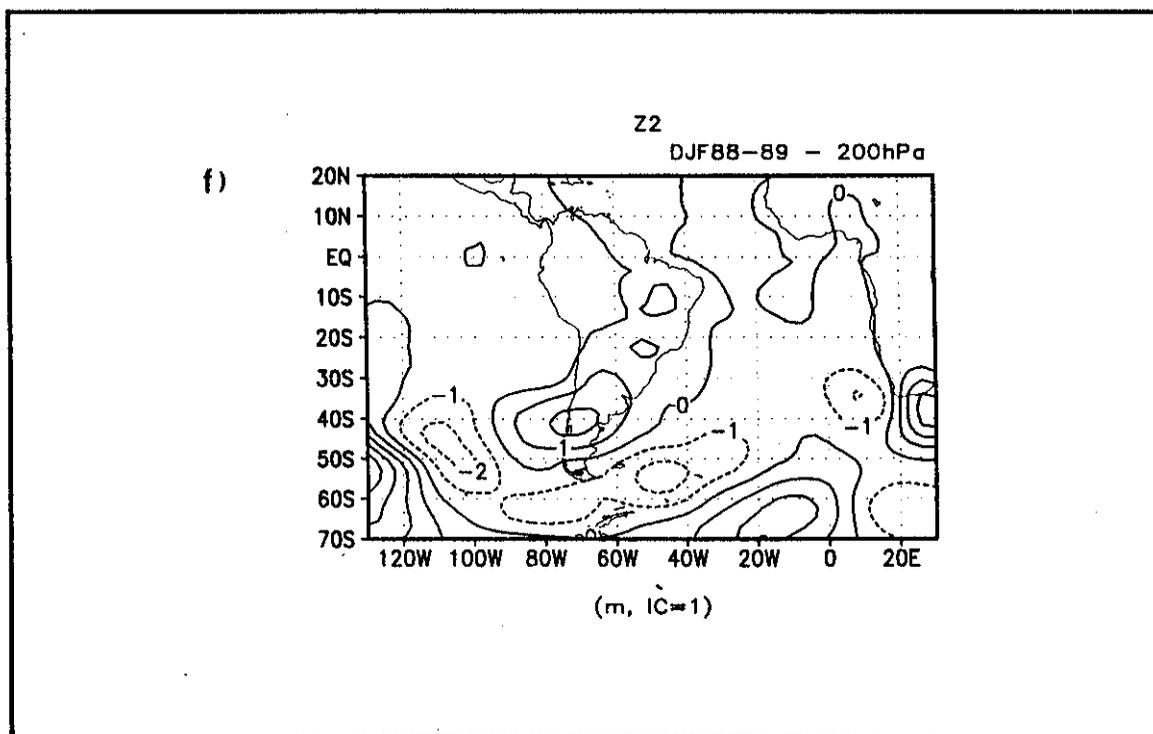


Fig. 4.8 - Conclusão.

A presença do máximo em  $Z_1$ , no verão de 1986-87 sobre o sul da América do Sul indica que a análise de um balanço de energia cinética local é importante, assim justificando uma análise entre essas três escalas sobre a América do Sul e adjacências.

Gan e Rao (1991) notaram mais ciclogêneses em anos de El Niño (por exemplo, em 1983 e em 1987) no sul da América do Sul, que possivelmente foi associado com um jato mais intenso baroclinicamente. O fato de  $Z_1$  e  $Z_2$  serem mais intensos no verão de 1986-87 pode estar associado com a ocorrência do fenômeno El Niño, pois, é verificado que nesses anos a corrente de jato subtropical é mais intensa (Kousky e Leetma, 1989) e, por isso, se pode esperar distúrbios transientes nessa região. Ambrizzi (1993/1994) verificou características distintas para ano de El Niño

(1982/83) e de la Niña (1988/89), através de um modelo barotrópico, linearizado em relação a um escoamento zonal médio de DJF em 300 hPa, nos verões de 1982/83 e 1988/89. Um dos resultados desse trabalho foi como a intensidade dos ventos de oeste no Pacífico Leste Equatorial (la Niña) ou no Oceano Atlântico Equatorial (El Niño), junto com a extensão de ventos de leste (de oeste) na entrada (saída) do jato na Ásia, pode modificar o padrão de propagação das ondas. A variação na intensidade das magnitudes do jato do HS durante esses anos também enfatiza a importância do jato como um guia de ondas.

Os campos espaciais de energia cinética para as 3 componentes nos 2 verões são apresentados na Figura 4.9a até 4.9f. A análise das Figuras 4.9a e 4.9d mostra que os máximos de energia cinética sazonal localizam-se nas latitudes extratropicais, e a localização de seus máximos aproximadamente correspondem à localização da corrente de jato subtropical sobre o Atlântico Sul e sobre o Pacífico sudeste, em ambos os verões. No verão de 1986-87 há um centro de energia cinética episódica, visto pelo centro com valores da ordem de  $105 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$  em  $K_1$  (Figura 4.9b), localizado no sudeste da América do Sul (em aproximadamente  $30^\circ \text{ S}$ ,  $60^\circ \text{ W}$ ). No verão de 1988-89, nota-se um centro de  $K_1$ , mais fraco (com valor de  $45 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ ) e mais alongado zonalmente sobre a mesma região (Figura 4.9e). Os campos de  $K_2$  (Figuras 4.9c e 4.9f, respectivamente) mostram que a alta frequência é mais dominante em latitudes médias, em ambos verões.

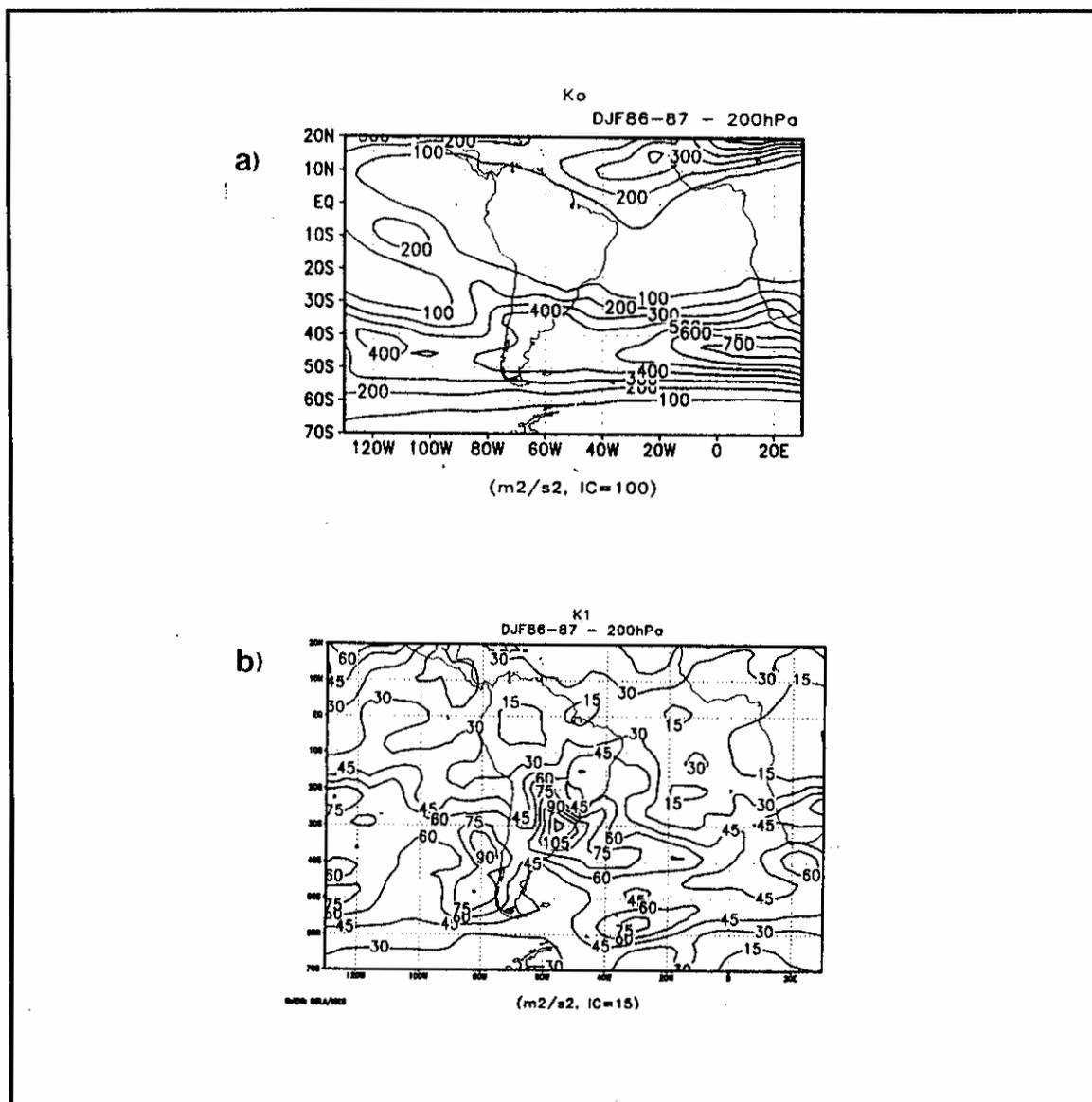
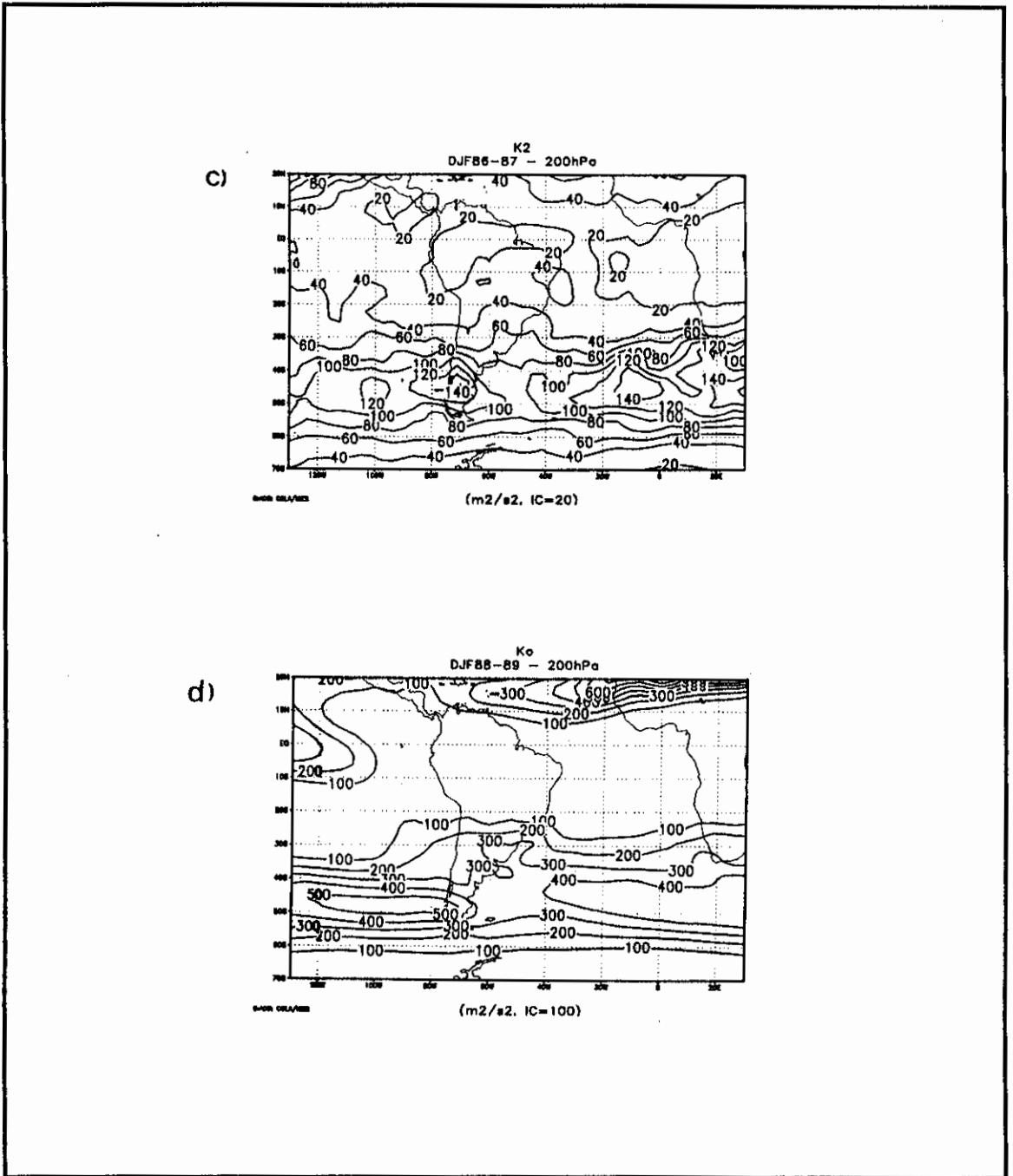


Fig. 4.9 - Campos espaciais da energia cinética em 200 hPa para as componentes sazonal (a e d), intrasazonal (b e e) e de alta frequência (c e f), para os verões de DJF de 1986-87 e de DJF 1988-89, respectivamente. Os valores são expressos em  $m^2 s^{-2}$ .

IC indica os intervalos das isolinhas.

(continua)



(continua)

Fig. 4.9 - Continuação

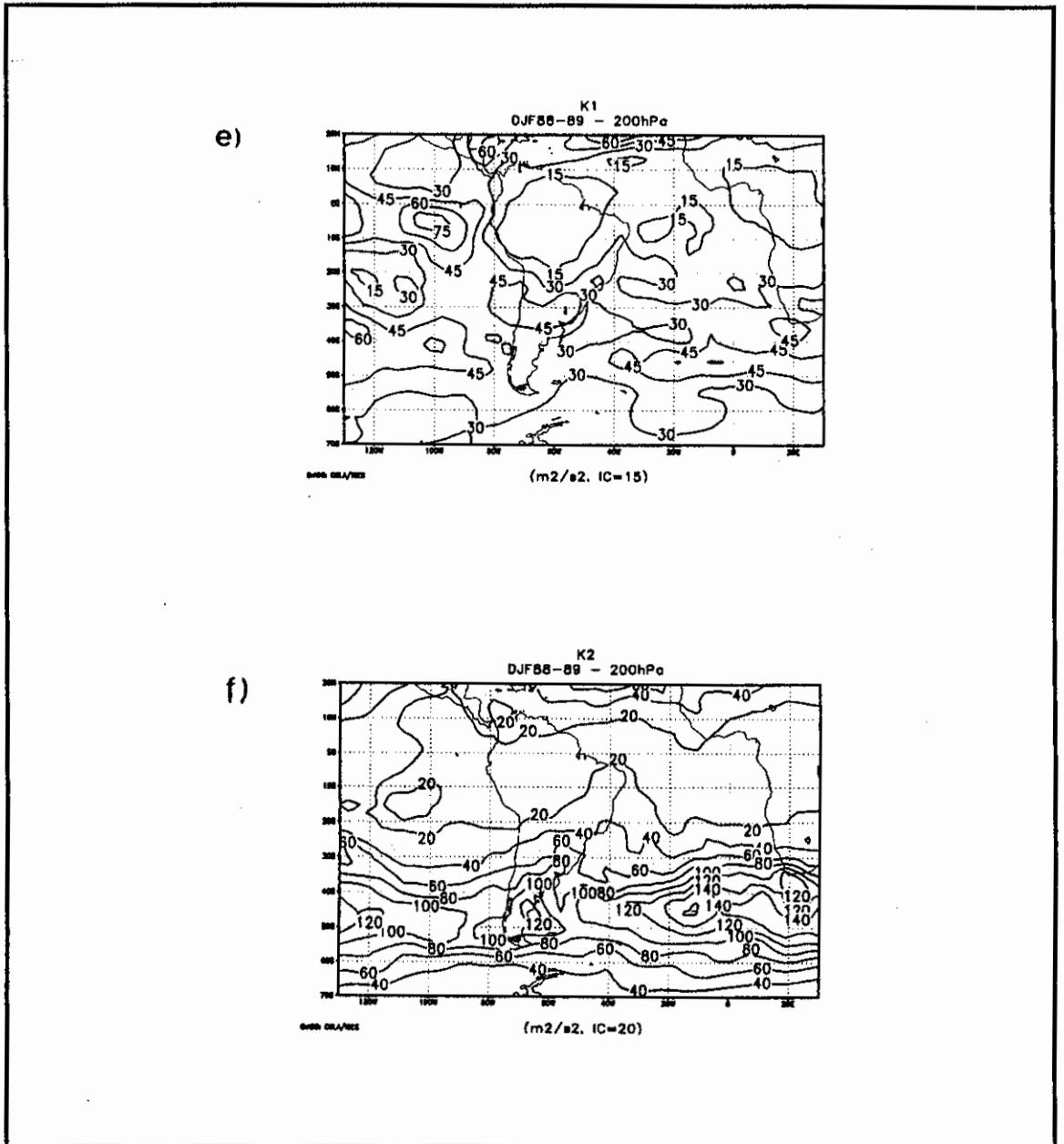


Fig. 4.9 - Conclusão.

A Figura 4.10 apresenta a distribuição espacial dos termos na equação de energia cinética local, isto é,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}$ . Comparando-se as magnitudes desses termos, observa-se que o termo dominante foi  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}$ , que expressa a interação entre a componente

sazonal e a componente intrasazonal. Esse resultado era esperado, já que a maior parte da variância está nas componentes sazonal e intrasazonal (Lau e Chan, 1988). Além disso, as magnitudes dos termos de interação diminuem, pois, as variâncias das outras componentes, individualmente, são menores do que as variâncias das componentes sazonal e intrasazonal.

Outro aspecto interessante na Figura 4.10 é que as maiores magnitudes dos termos de interação entre as escalas temporais estudadas sobre a América do Sul ocorrem na região da ZCAS ou próximo dela. Além disso, esses centros de máximos e de mínimos valores de interações entre escalas temporais diferentes mostram uma orientação NW-SE, semelhante à observada na ZCAS.

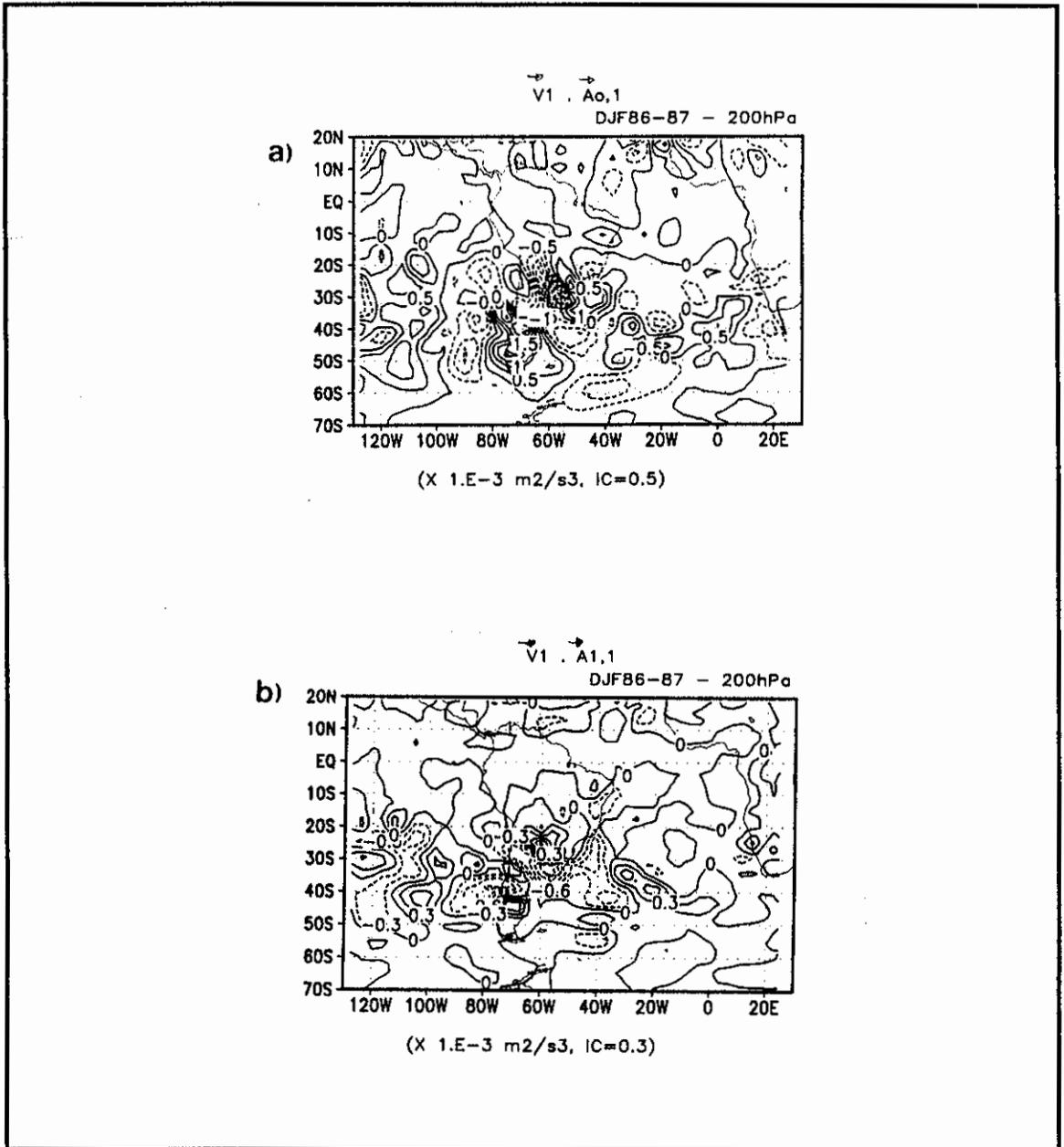


Fig 4.10 - Campos espaciais dos termos de interação entre escalas temporais  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}$ , em 200 hPa, para os verões de DJF de 1986-87 (a, b, c e d, respectivamente) e DJF 1988-89 (e, f, g e h, respectivamente). Os valores são expressos em  $m^2 s^{-3}$ .

(Continua)

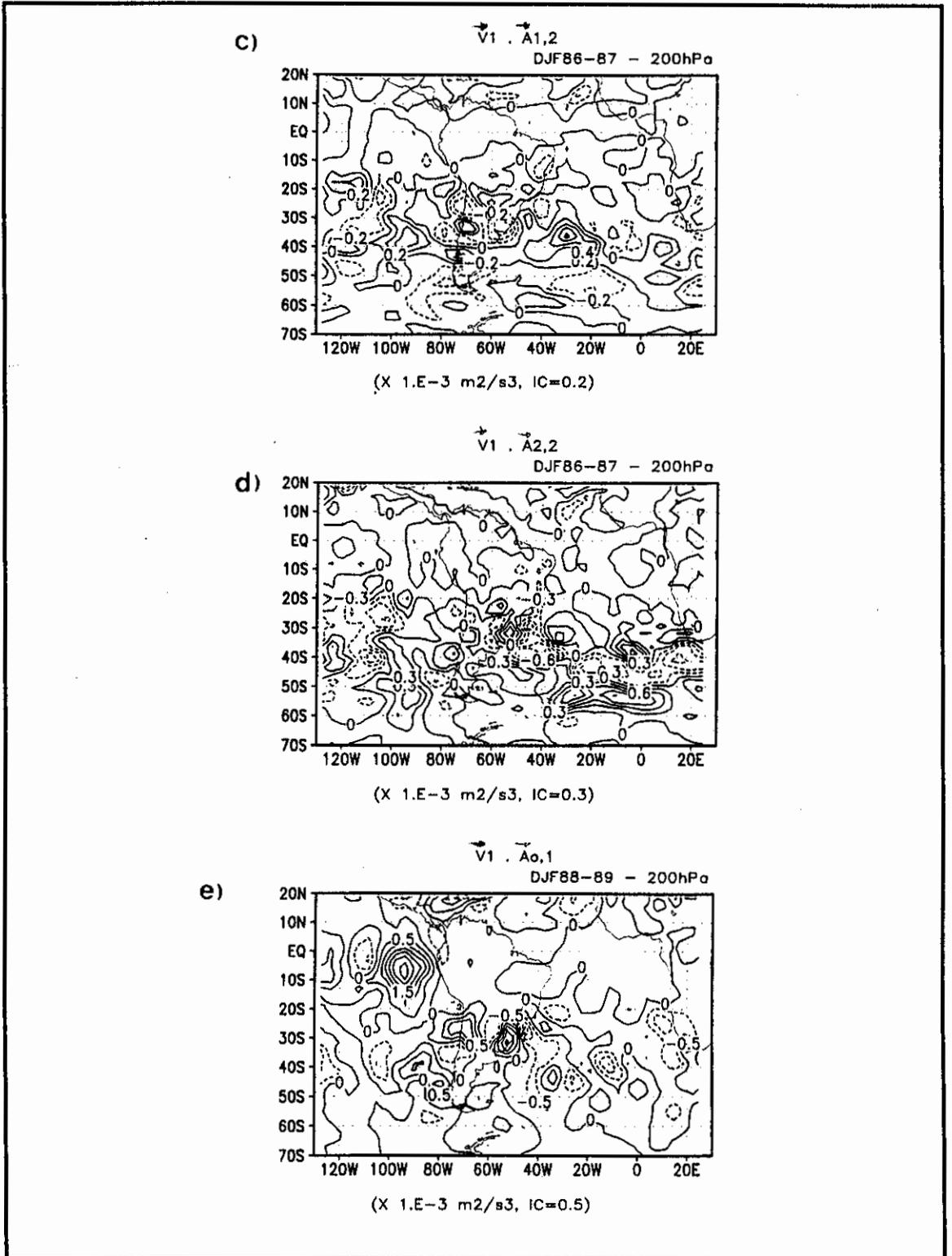


Fig. 4.10 - Continuação.

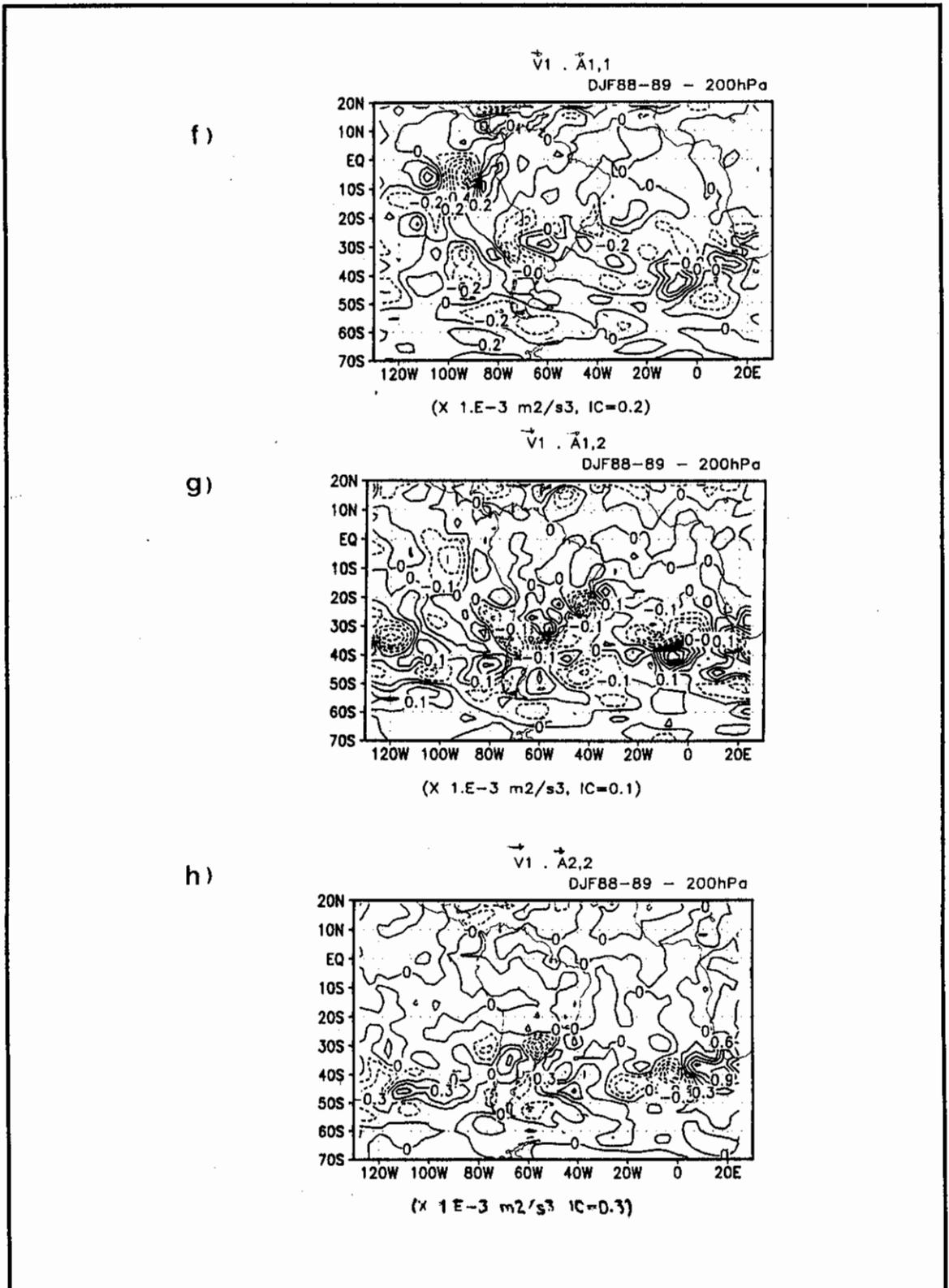


Fig. 4.10 - Conclusão.

A Figura 4.11 apresenta a distribuição espacial da soma dos 4 termos de interação ( $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2}$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}$ ), e os termos  $-\vec{v}_1 \cdot \nabla \Phi_1$  e  $\vec{V}_1 \cdot \vec{F}_1$ . A análise dessas figuras mostra que o termo de maior magnitude foi  $-\vec{v}_1 \cdot \nabla \Phi_1$ , no verão de 1986-87. Comparando-se esse termo com a soma dos 4 termos advectivos, nesse verão, observa-se que  $-\vec{v}_1 \cdot \nabla \Phi_1$  foi o maior termo em magnitudes e, ambos apresentam um trem de ondas propagando, com orientação SW-NE, localizado sobre o sul da América do Sul.

Analisando-se os campos de  $K_1$  (Figura 4.9b),  $-\vec{v}_1 \cdot \nabla \Phi_1$  (Figura 4.10a) e a soma dos termos advectivos (Figura 4.10c) pode-se inferir que o máximo de energia cinética episódica em  $K_1$ , da ordem de  $105 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ , observado no verão de 1986-87, é gerado, essencialmente, pelo termo  $-\vec{v}_1 \cdot \nabla \Phi_1$  enquanto os termos de interação entre as 3 escalas temporais (dada pela soma dos termos advectivos) redistribuem a energia cinética, pois esses termos tem sinais opostos.

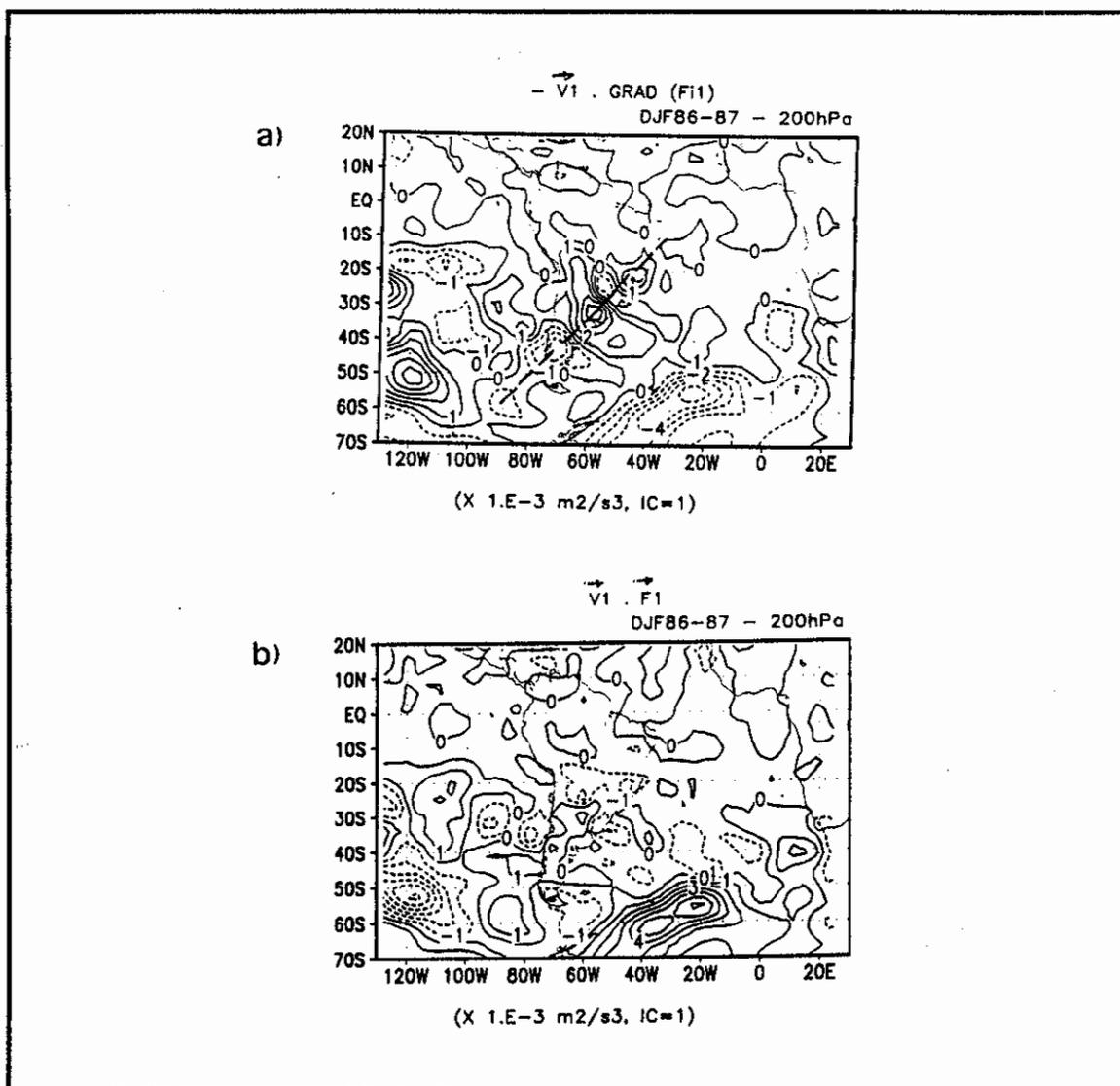
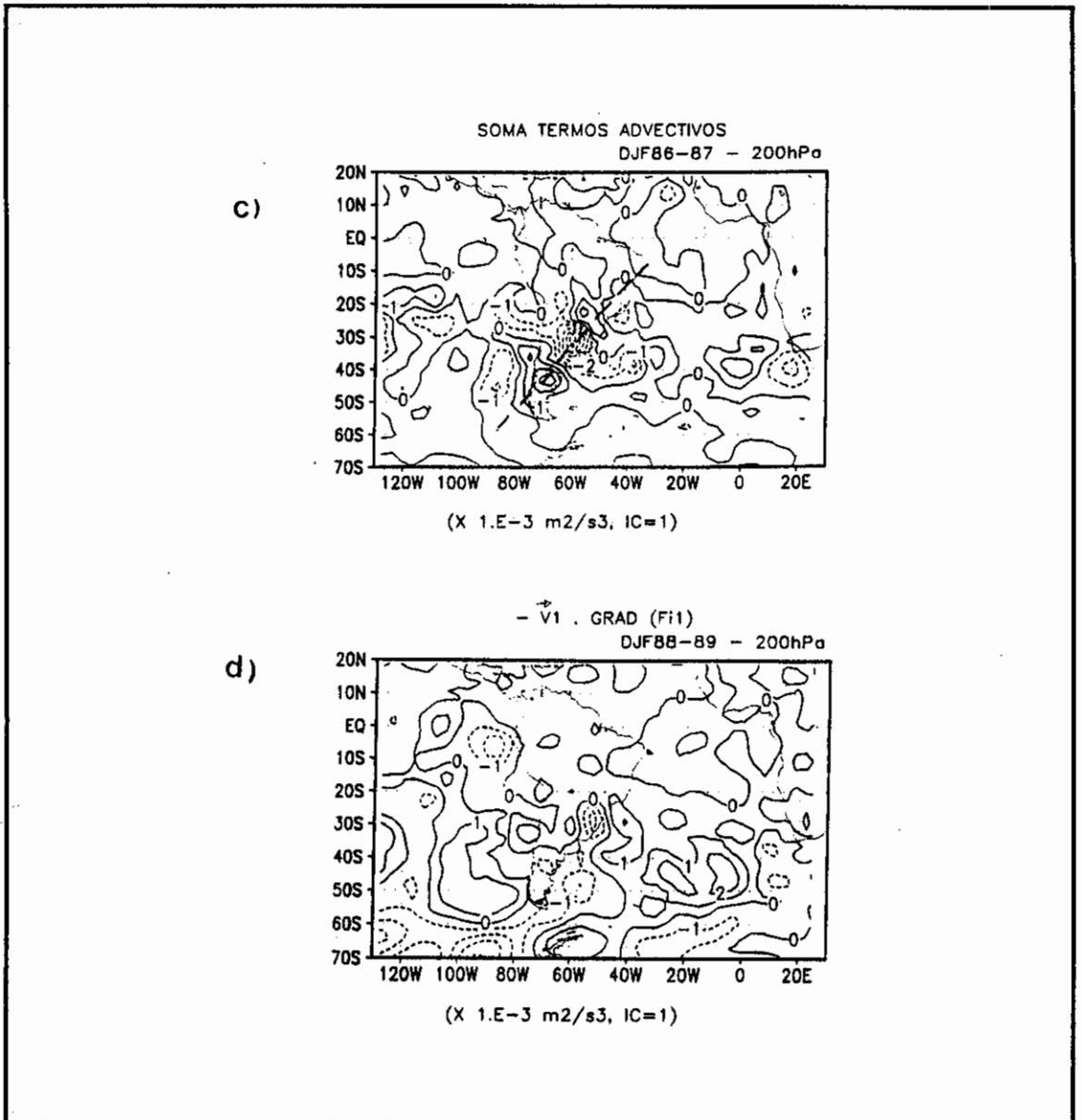


Fig 4.11 - Campos espaciais dos termos  $-\vec{v}_1 \cdot \nabla \Phi_1$ ,  $\vec{V}_1 \cdot \vec{F}_1$  e soma dos termos advectivos ( $\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1} + \vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1} + \vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2} + \vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}$ ), em 200 hPa, para os verões de DJF de 1986-87 (a, b e c, respectivamente) e DJF de 1988-89 (d, e e f, respectivamente). Os valores são expressos em  $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ .

(continua)



(continua)

Fig. 4.11 - Continuação.

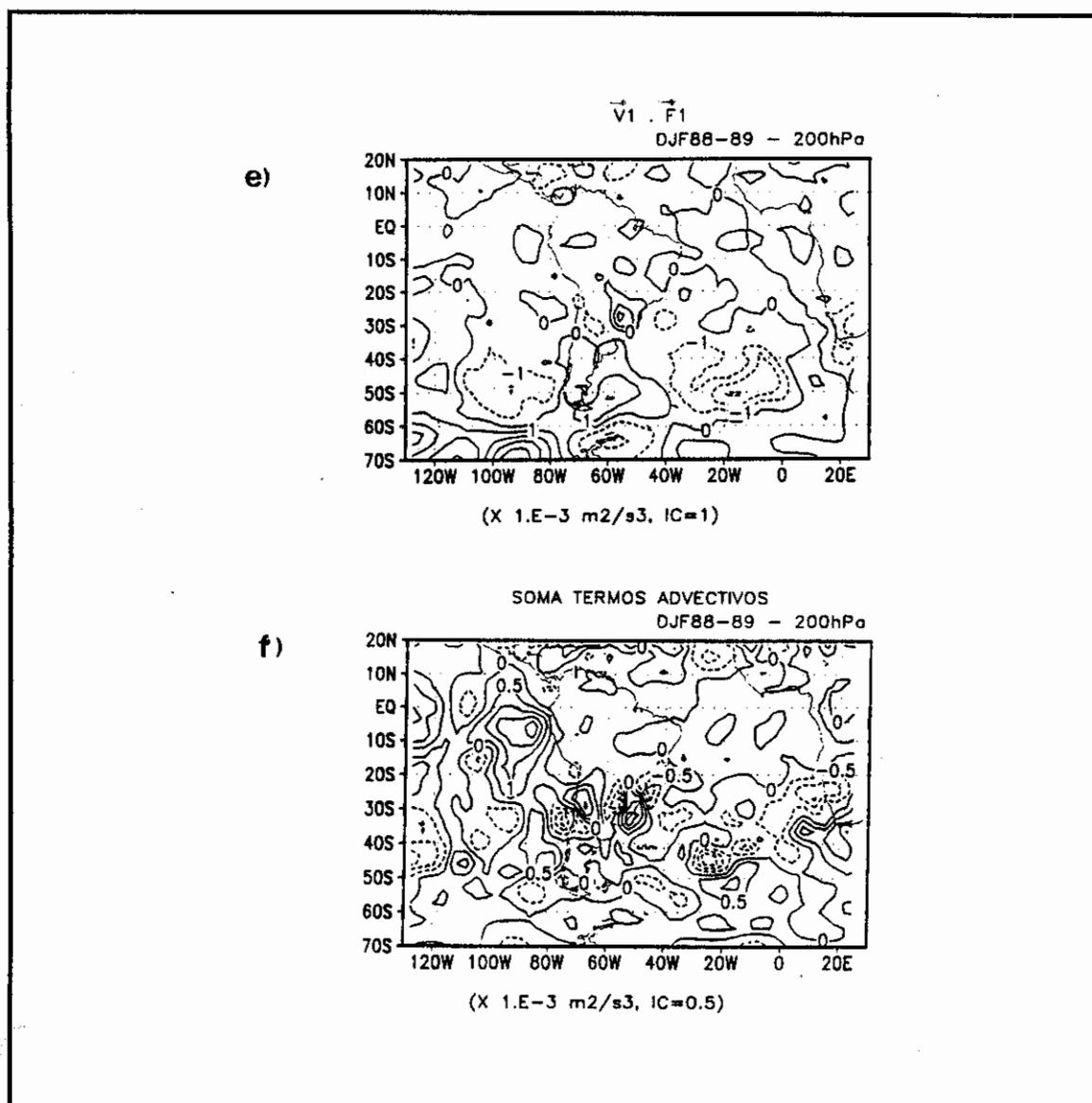


Fig. 4.11 - Conclusão.

A Tabela 4.8 apresenta as contribuições dos termos de energia na Equação de balanço de energia cinética local (Equação 3.57), calculados para as áreas da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o Atlântico Sul. A análise dessa tabela mostra características distintas na região representativa de cada sistema.

TABELA 4.8 - CONTRIBUIÇÃO DOS TERMOS NA EQUAÇÃO DE BALANÇO DE ENERGIA CINÉTICA LOCAL, PARA OS VERÕES DE 1986-87 E DE 1988-89

ALTA DA BOLÍVIA (10°S-20°S; 80°W-55°W)							
PERÍODOS	$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}$	$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1}$	$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2}$	$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}$	$\Sigma TA$	$-\vec{V}_1 \cdot \nabla \Phi_1$	$\vec{V}_1 \cdot \vec{F}_1$
DJF 86-87	-1.78	0.65	-0.06	-0.04	-1.23	5.00	-3.77
DJF 88-89	-1.73	-0.45	0.25	0.14	-1.79	4.46	-2.67
CAVADO SOBRE O ATLÂNTICO SUL (10°S-20°S; 40°W-20°W)							
PERÍODOS	$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{0,1}$	$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,1}$	$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{1,2}$	$\vec{V}_1 \cdot \vec{A}_{2,2}$	$\Sigma TA$	$-\vec{V}_1 \cdot \nabla \Phi_1$	$\vec{V}_1 \cdot \vec{F}_1$
DJF 86-87	1.16	-0.51	-0.24	-0.22	0.19	1.07	-1.26
DJF 88-89	-0.51	1.48	1.02	-0.18	1.81	-1.50	-0.31

Na área da Alta da Bolívia (Tabela 4.8), as interações entre as componentes sazonal e intrasazonal são mais relevantes, em ambos os verões estudados, pois nessa área o sinal mais forte é o da circulação atmosférica de altos níveis no qual a Alta da Bolívia está embutida. Os transientes não são tão relevantes nas interações temporais nessa região.

Na área do Cavado sobre o Atlântico Sul localizam-se os vórtices ciclônicos dos altos níveis (como estudado por Kousky e Gan, 1981) e, a própria circulação do Cavado faz com que os termos dominantes nessa área sejam o de interação entre a dinâmica intrínseca da própria escala intrasazonal (mais dominante) e o de interação entre a intrasazonal e de alta frequência (segundo termo mais dominante).



CAPÍTULO 5CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Manutenção da circulação atmosférica implica na manutenção de propriedades tais como a energia cinética e a vorticidade contra a dissipação pelo atrito. No presente trabalho foi analisado a manutenção da circulação de verão sobre a América do Sul.

A análise do balanço de energia cinética foi feita separando-a em energia cinética divergente e não-divergente. Num estudo anterior, Krishnamurti e Ramanathan (1982) ressaltaram a importância dessa metodologia para a região monçônica da Índia, durante o verão. Como a região da América do Sul possui características semelhantes de monção (Murakami e Nakazawa, 1985), é natural aplicar essa metodologia para a circulação atmosférica de verão sobre a América do Sul. Com um conjunto de dados diários de 5 anos (1 de novembro de 1985 até 31 de janeiro de 1991), também foi possível inferir algumas características de inverno. Além disso, como a América do Sul se estende, aproximadamente, de 10° N até 60° S, considerou-se duas regiões (tropical e extratropical) nas análises.

Outro aspecto abordado nesse trabalho foi a avaliação do balanço de vorticidade sobre a América do Sul. Trabalhos anteriores deste tipo sobre essa região (Virji, 1982; Marinho, 1988; Carvalho, 1989; Grimm, 1992; Gandu, 1993) ressaltaram o importante papel dos termos transientes na manutenção do balanço de vorticidade em altos níveis sobre a América do Sul. Entretanto, a contribuição desses termos não foi estimada. Isso foi feito nesse trabalho.

Assim, com base nesses balanços, algumas conclusões podem ser tiradas desse trabalho:

- Os máximos de energia cinética KBAR,  $K_\psi$  e  $K_\chi$  ocorrem no inverno, em 200 hPa.
- $K_\chi$  é 1/10 de  $K_\psi$  e,  $K_\psi$  é ligeiramente maior do que KBAR.
- $K_\chi$  tem maior magnitude nos trópicos e  $K_\psi$  nos extratropicais, ambas no nível de 200 hPa, no verão e no inverno do HS.
- O ciclo de energia cinética sobre a América do Sul, no verão, é da seguinte forma:  $\dot{H} \rightarrow \text{EPD} \rightarrow K_\chi \rightarrow K_\psi$ . Assim, um provável mecanismo físico que explica a circulação de verão sobre a América do Sul pode ser: uma fonte de calor sobre a Amazônia geraria EPD, através da liberação de calor latente de condensação, que troca para  $K_\chi$  através da circulação termicamente direta ( $-\chi \nabla^2 \phi$ ) e desta, para  $K_\psi$  através do termo  $(\zeta + f) \nabla \psi \cdot \nabla \chi$ .
- As maiores trocas de energia vista pelo termo de Coriolis, ocorrem nas latitudes subtropicais da América do Sul e nos oceanos adjacentes. As configurações espaciais dos gradientes de  $\psi$  e de  $\chi$  representam bem as localizações dos centros de máximos e mínimos valores desse termo.

- Na área tropical da América do Sul, as diferenças entre os termos de conversões de energia entre EPD e  $K_x$  são pequenas, mostrando que  $K_x$  troca quase imediatamente para  $K_\psi$ , uma característica ressaltada por Chen e Wiin-Nielsen (1976). Na área extratropical da América do Sul, a conversão entre EPD e  $K_x$  são bem maiores do que as trocas entre  $K_x$  e  $K_\psi$  mostrando que nas latitudes médias existe um suprimento de energia cinética.

À medida que foram sendo analisadas as séries temporais dos parâmetros de energia, detectou-se periodicidades sistemáticas dominantes nestes. As oscilações predominantes nos parâmetros energéticos foram:

a) O Ciclo Anual

O ciclo anual foi bem definido em altos níveis, tanto na parte tropical como também nos extratropicais da América do Sul, sendo indentificado por todos os parâmetros de energia, principalmente por  $K_x$ .

b) Variação Interanual do Ciclo Anual

Foi verificada variações interanuais do ciclo anual mais nitidamente nos parâmetros de energia que apresentaram ciclo anual bem definido. Por exemplo, os invernos de 1989 e de 1990, em ambas as regiões, as

magnitudes dos parâmetros energéticos ( $K_{BAR}$ ,  $K_{\chi}$  e  $K_{\psi}$ ) foram menores do que nos anos anteriores. Também observou-se variações interanuais em fase de máximos e de mínimos nesses parâmetros.

### c) Oscilações Intrasazonais

Um dos resultados importantes nesse trabalho foi verificar a presença da Oscilação de 30-60 dias sobre a América do Sul, sendo mais forte no verão, na parte tropical, e melhor identificado no termo  $-\chi \nabla^2 \phi$ . Além disso, o sinal dessa oscilação também foi observado no inverno, em ambas as áreas, em vários termos de energia.

Uma característica típica da Oscilação de 30-60 dias é a sua natureza episódica (Boer, 1995). Apesar desta oscilação ser global, em algumas regiões as manifestações dessa natureza episódica podem ser dominantes, ou não. Para estudar esse caráter, foi feita uma análise local do balanço de energia cinética baseado na metodologia desenvolvida por Mak (1991), que derivou a equação do balanço de energia cinética local considerando as interações entre 3 escalas temporais, a saber: sazonal, intrasazonal e de alta frequência. Foi verificado que:

- i) No verão de 1986-87 observou-se um máximo episódico em  $K_1$ , localizado sobre o sudeste da América do Sul, sendo mais fraco no verão de 1988-89. A análise do balanço de energia cinética local nesses verões mostrou que o máximo episódico observado em  $K_1$  foi gerado

pelo termo da força do gradiente de pressão e, o termo de interação entre a componente sazonal e intrasazonal foi responsável pela redistribuição dessa energia.

- ii) A análise dos termos da equação de balanço de energia cinética local mostrou que as interações dominantes entre as 3 escalas temporais sobre a América do Sul foram: sobre a Alta da Bolívia, foi entre a componente sazonal e intrasazonal e, sobre a região do Cavado sobre o oceano Atlântico Sul, foram entre as componentes intrasazonal e de alta frequência. Esses resultados eram esperados, pois, as maiores variâncias são observadas nas componentes sazonal e intrasazonal.
  
- iii) As maiores magnitudes verificadas nos termos de interação de energia entre as 3 escalas temporais estudadas ocorreram na região da ZCAS, ou próximo delas, apresentando orientação de noroeste-sudeste.
  
- iv) Verificou-se diferenças marcantes entre anos de El Niño (DJF 1986-87) e de La Niña (DJF 1988-89). Como notado em estudos anteriores, o jato sobre a América do sul é mais intenso em anos de El Niño. A baroclinia associada ao jato provoca distúrbios transientes sobre o sul da América do Sul. O estudo da energética local mostrou a importância dos transientes nas trocas de energia, nos 2 verões analisados.

d) Oscilações Abaixo de 20 Dias

Oscilações com periodicidades iguais ou menores que 20 dias foram observadas tanto nos trópicos como nos extratropicais da América do Sul, no verão e no inverno, em todos os parâmetros de energia. Entretanto, essas oscilações não são associadas ao mecanismo de vacilação e/ou de "index cycle".

e) Oscilações de Curta Periodicidade

Verificou-se, tanto no verão como no inverno, oscilações de curta periodicidade, sugerindo a presença de distúrbios transientes.

O balanço de vorticidade considerando os termos transientes não foi muito claro nas regiões da Alta da Bolívia e do Cavado sobre o oceano Atlântico Sul. Provavelmente, os efeitos do ciclo diurno, não bem representados nas análises do NMC as 12 UTC, refletiu-se nesses resultados.

Alguns tópicos podem ser sugeridos para trabalhos futuros, tais como:

- 1) Devido ao grande volume de dados a serem processados, as análises desse trabalho foram feitas apenas para as 12 UTC. Entretanto, o ciclo diurno sobre a América do Sul é grande, como ressaltado em Santos (1985), em Silva Dias et al. (1987), em Jones (1990) e em Figueroa et al.

(1995). Assim, é importante verificar o impacto do ciclo diurno sobre a América do Sul nos balanços de energia cinética divergente e rotacional e, de vorticidade.

- 2) Analisar as variações interanuais do ciclo anual nos parâmetros de energia ( $K_{BAR}$ ,  $K_{\psi}$ ,  $K_{\chi}$ ) para melhor compreensão dos mecanismos que causam as variações interanuais da circulação atmosférica sobre a América do Sul, no verão.
- 3) Calcular e comparar a energética em vários anos de El Niño para ver as diferenças relativas no comportamento da circulação atmosférica sobre a América do Sul, nesses anos.
- 4) Calcular o balanço de energia cinética como proposto em Mak (1991), considerando também o balanço local de EPD. Nestes balanços, testar outros filtros, com melhor resposta em frequência, diferentes do usado em Mak.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Aceituno, P. On the functioning of the Southern Oscillation in the South American sector. Part I: surface climate. **Monthly Weather Review**, 116(3):505-524, Mar. 1988.
- Ambrizzi, T. Rossby wave propagation on El Niño and La Niña non-zonal basic flows. **Revista Brasileira de Meteorologia**, 8/9(1-2):54-65, 1993/1994.
- Anderson, J.R.; Rose, R.D. The latitude-height structure of 40-50 day variations in atmospheric angular momentum. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 40(6):1584-1591, June 1983.
- Boer, G.J. The vorticity budget of the hemispheres. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 48(1):19-39, Jan. 1991.
- Boer, G.J. Analysed and forecast large-scale tropical divergent flow. **Monthly Weather Review**, 123(12):3539-3553, Dec. 1995.
- Bonatti, J.P. **Subrotinas do modelo espectral do COLA**. Cachoeira Paulista, nov. 1993. Comunicação Pessoal.
- Bonner, W.D. NMC overview: recent progress and future plans. **Weather and Forecasting**, 4(3):275-287, Sept. 1989.

- Buchmann, J.; Silva Dias, P.L.; Moura, A.D. Transient convection over the Amazon/Bolivia region and the dynamics of droughts over Northeast Brazil. **Archives for Meteorology, Geophysics, and Bioclimatology**, 34A(3-4):367-394, 1986.
- Carvalho, A.M.G. **Conexões entre a Circulação em altitude e a convecção sobre a América do Sul.** (Dissertação de Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos campos, 1989. 109 p. (INPE-4923-TDL/383).
- Casarin, D.P.; Kousky, V.E. Anomalias da precipitação no sul do Brasil e variáveis na circulação atmosférica. **Revista Brasileira de Meteorologia**, 1:83-90, dez. 1986.
- Cavalcanti, I.F.A. **Large scale disturbances in the Southern Hemisphere tropospheric circulation model experiments and analysis of observed data.** (Thesis of Doctor of Philosophy) - Univ. of Reading, Nov. 1991. 272 p.
- Chen, T.-C. On the energy exchange between the divergent and rotational components of atmospheric flow over the tropics and subtropics at 200mb during two northern summers. **Monthly Weather Review**, 108(7):896-912, July 1980.
- Chen, T.-C.; Marshall, H.G. Time variations of atmospheric energetics in the FGEE winter. **Tellus**, 36A(3):251-268, May 1984.
- Chen, T.-C.; Tzeng, R.-Y.; van Loon, H. A study on the maintenance of the winter subtropical jet streams in the northern hemisphere. **Tellus**, 40A(5):392-397, Oct. 1988.

- Chen, T.-C.; Wiin-Nielsen, A.C. On the kinetic energy of the divergent and nondivergent flow in the atmosphere. **Tellus**, 28(6):486-498, 1976.
- Chen, T.-C.; Chen J.-M.; Pjaendtner, J. Low-frequency variations in the atmospheric branch of the global hydrological cycle. **Journal of Climate**, 8(1):92-107, Jan. 1995.
- Chu, P.-S. Brazil's climate anomalies and ENSO. In: Glantz, M.H.; Katz, R.W.; Nicholls, N. **Teleconnections linking worldwide climate anomalies**. Part II: Regional case studies of teleconnections: physical aspects. New York, Cambridge University Press, 1991. cap. 3, p. 43-71.
- Climanálise** São José dos Campos, INPE, v. 1(12), 1986.
- Climanálise** São José dos Campos, INPE, v. 2(1-2), 1987.
- Climanálise** São José dos Campos, INPE, v. 3-4(1-12), 1988-1989.
- Daggupaty, S. **On the instability of tropical zonal currents**. (Thesis for degree of Doctor of Philosophy (Science)) - Institute of Tropical Meteorology, Poona, Sept. 1967. 172 p.
- Dasheng, Y.; Wenzhong, C. A possible dynamics mechanism of the atmospheric 30-60 day oscillation in the extratropical latitude. **Chinese Journal of Atmospheric Sciences**, 19(1):102-112, 1995.
- Dean, G.A. **The three-dimensional wind structure over South America associated rainfall over Brazil**. São José dos Campos, INPE, 1971. 33 p. (Report LAFE-164).

- DeMaria, M. Linear response of a stratified tropical atmosphere to convective forcing. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 42(18):1944-1959, Sept. 1985.
- Dey, C.H. The evolution of objective analysis methodology at the National Meteorological Center. **Weather and Forecasting**, 4(3):297-312, Sept. 1989.
- Dey, C.H.; Morrone, L.L. Evolution of the National Meteorological Center global data assimilation system: January 1982-December 1983. **Monthly Weather Review**, 113(3):304-318, Mar. 1985.
- Dickey, J.O.; Ghil, M.; Marcus, S.L. Extratropical aspects of the 40-50 day oscillation in length-of-day and atmospheric angular momentum. **Journal of Geophysics Research**, 96(D12):22643-22658, Dec. 1991.
- Essenwanger, O.M. Fourier and Spectrum analysis. In: **General Climatology, 1B: Elements of Statistical Analysis**. New York, Elsevier, 1986. cap. 4, p. 143-177.
- Felice, P.; Viltard, A.; Oubuih, J. A synoptic wave of 6-9 day period in the Atlantic tropical troposphere during summer 1981. **Monthly Weather Review**, 121(5):1291-1298, May 1993.
- Figueroa, S.N. **Simulações da circulação atmosférica no verão sobre a América do Sul com a presença da Cordilheira dos Andes usando coordenadas Eta**. (Dissertação de Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1990. 90 p. (INPE-5269-TDI/445).
- Figueroa, S.N.; Nobre, C.A. Precipitation distribution over central and western tropical South America. **Climanálise**, 5(6):36-45, jun. 1990.

Figueroa, S.N.; Bonatti, J.P.; Teixeira, S.M. **Documentação preliminar da hidrodinâmica e inicialização por modos normais do modelo de circulação geral (GCM)**. Cachoeira Paulista, 1994. Comunicação Pessoal.

Figueroa, S.N.; Satyamurti, P.; Silva Dias, P.L. Simulations of the summer circulation over the South American region with an eta coordinate model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 52(10):1573-1584, May 1995.

Gan, M.A.; Rao, V.B. Surface cyclogenesis over South America. **Monthly Weather Review**, 119(5):1293-1302, May 1991.

Gandu, A.W.; Geisler, J.E. A primitive equations model study of the effect of topography on the summer circulation over tropical South America. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 48(16):1822-1836, Aug. 1991.

Gandu, A.W. **Modelagem numérica da resposta troposférica regional à fontes tropicais de calor**. (Tese de Doutorado em Meteorologia). - Universidade de São Paulo, São Paulo, ago. 1993. (IAG-USP-DCA, 51).

Ghil, M.; Mo, K. Intraseasonal oscillations in the global atmosphere. Part II: Southern Hemisphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 48(5):780-790, Mar. 1991.

Gill, A.E.; Rasmusson, E.M. The 1982-1983 climate anomaly in the equatorial Pacific. **Nature**, 306:229-234, 1983.

Glantz, M.; Katz, R.W.; Nicholls, N. **Teleconnections linking worldwide climate anomalies**. New York, Cambridge University Press, 1991. 535 p.

- Goswami, P.; Rao, R.K. A dynamical mechanism for selective excitation of the Kelvin mode at timescale of 30-60 days. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 51(19):2769-2779, Oct. 1994.
- Grimm, A.M. **Influência remota de fontes tropicais anômalas de calor**. (Tese de Doutorado em Meteorologia) - Universidade de São Paulo, São Paulo, 1992. 255 p. (IAG-USP, DCA 44).
- Grimm, A.M.; Silva Dias, P.L. Analysis of tropical-extratropical interactions with influence functions of a barotropic mode. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 52(20):3538-3555, Oct. 1995.
- Grotjahn, R. **Global atmospheric circulations - observations and theories**. New York, Oxford University Press, 1993. 430 p.
- Gutman, G.; Schwerdtfeger, W. The role of latent and sensible heat for the development of high pressure system over the subtropical Andes, in the summer. **Meteorologische Rundschau**, 18(3):69-75, 1965.
- Haltiner, G.J. **Numerical Weather Prediction**. New York, John Wiley & Sons, 1971. 317 p.
- Hastenrath, S. Interannual variability and annual cycle: mechanisms of circulation and climate in the Tropical Atlantic Sector. **Monthly Weather Review**, 112(6):1097-1107, June 1984.
- Hastenrath, S. Interannual variability of the atmosphere-ocean system. In: \_\_\_\_\_. **Climate and circulation of the tropics**. Dordrecht, D. Reidel, 1985. cap. 8, p. 253-329.

- Hide, R. Some experiments on thermal convection in a rotating liquid. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, 79:161, 1953.
- Holopainen, E.O. On the dynamic forcing of the long-term mean flow by the large-scale Reynold's stress in the atmosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 35(9):1596-1604, Sept. 1978a.
- Holopainen, E.A. Diagnostic study of the kinetic energy of the long-term mean flow and the associated transient fluctuations in the atmosphere. **Geophysica**, 15:125-145, 1978b.
- Holopainen, E.O.; Oort, A.H. On the role of large-scale transient eddies in the maintenance of the vorticity and enstrophy of the time-mean atmosphere flow. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 38(2):270-280, Feb. 1981.
- Holton, J.R. **An Introduction to Dynamic Meteorology**. 3. ed., San Diego, Academic Press, 1992. 511 p. (International Geophysics Series, v. 48).
- Holton, J.R.; Colton, D.E. A diagnostic study of the vorticity balance at 200mb in the tropics during the Northern Summer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 29(6):1124-1128, Sept. 1972.
- Horel, J.D.; Hahmann, A.N.; Geisler, J.E. An investigation of the annual cycle of convective activity over the tropical Americas. **Journal of Climate**, 2(11):1388-1403, Nov. 1989.
- Houze, R.A.; Betts, A.K. Convection in GATE. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, 19(4):541-576, Nov. 1981.

- Hurrell, J.W. Transient eddy forcing of the rotational flow during Northern winter. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 52(12):2286-2301, June 1995.
- Hurrell, J.W.; Vincent, D.G. Relationship between tropical heating and subtropical westerly maxima in the Southern Hemisphere during SOP-1, FGEE. **Journal of Climate**, 3(7):751-768, July 1990.
- Jones, C. **An investigation of low-frequency variability of the large-scale circulation over South America.** (Thesis of Master of Science) - University of Utah, June 1990. 108 p.
- Jones, C.; Horel, J.D. A circulação da Alta da Bolívia e a atividade convectiva sobre a América do Sul. **Revista Brasileira de Meteorologia**, 5(1):379-387, jun. 1990.
- Jusem, J.C. Analisis de escala del movimiento de la atmosfera en los tropicos. In: **Proceedings International Seminar of Tropical Meteorology.** Campinas, 25 Sept.-10 Oct. 1969. Brasília, WMO, 1970. p. 41-62.
- Kagano, M.T. **Variações das circulações tropicais e as anomalias de precipitação associadas em dois anos de contraste.** (Tese de Doutorado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Meteorologia, São José dos Campos, set. 1987. (INPE-4359-TDL/300).
- Kayano, M.T.; Kousky, V.E. Sobre o monitoramento das oscilações intrasazonais. **Revista Brasileira de Meteorologia**, 7(2):593-602, jul./dez. 1992.
- Kayano, M.T.; Kousky, V.E.; Studzinski, C.D.; Silva Dias, P.L. As variações intrasazonais da precipitação no Brasil durante o verão de 1989/1990. **Climanálise**, 5(4):40-50, abr. 1990.

- Kalnay, E.; Kanamitsu, M.; Baker, W.E. Global numerical weather prediction at the National Meteorological Center. **Bulletin American Meteorological Society**, 71(10):1410-1428, Oct. 1990.
- Kanamitsu, M.; Krishnamurti, T.N.; Depradine, C. On scale interactions in the tropics during northern summer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 29(4):698-706, May 1972.
- Kanamitsu, M.; Kistler, R.E. User's guide to the forecast model. In: **Documentation of the Research Version of the NMC Medium Range Forecast Model**. Available from NMC Development Division, W/NCCZ WWB. Jan. 1988. cap. 8.
- Kanamitsu, M.; Saha, S. Spectral budget analysis of the short-range forecast error of the NMC medium-range forecast model. **Monthly Weather Review**, 123(6):1834-1850, June 1995.
- 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.
- Kiladis, G.N.; von Storch, H.; van Loon, H. Origin of the South Pacific convergence zone. **Journal of Climate**, 2(10):1185-1195, Oct. 1989.
- 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.
- Knutson, T.R.; Weickmann, K.M. 30-60 day atmospheric oscillations: composite life cycles of convection and circulation anomalies. **Monthly Weather Review**, 115(7):1407-1436, July 1987.

- Kodama, Y. Large-scale common features of subtropical precipitation zones (the Baiu frontal zone, the SPCZ and the SACZ). Part I: characteristics of subtropical frontal zones. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 70(4):813-835, Aug. 1992.
- Kousky, V.E. **Linhas de corrente e isotacas (médias de 1975 a 1979)**. 1983. Comunicação Pessoal à L.C.B. Molion (1987).
- Kousky, V.E. Pentad outgoing longwave radiation climatology for South American sector. **Revista Brasileira de Meteorologia**, 3(1):217-231, jun. 1988.
- Kousky, V.E.; Bell, G.D. The diurnal cycle over the PACS domain as depicted in the NCAR/NMC reanalysis data. In: Annual Climate Diagnostics Workshop, 20. Seattle, Oct. 1995, **Proceedings**. Seattle, University of Washington, 1995. p. 81.
- Kousky, V.E.; Cavalcanti, I.F.A. Precipitation and atmospheric circulation anomaly patterns in the South American sector. **Revista Brasileira de Meteorologia**, 3(1):199-206, 1988.
- Kousky, V.E.; Gan, M.A. Upper tropospheric cyclonic vortices in the tropical South Atlantic. **Tellus**, 36(6):538-551, 1981.
- Kousky, V.E.; Kagano, M.T. A climatological study of the tropospheric circulation over the Amazon region. **Acta Amazonica**, 11(4):743-758, 1981.
- Kousky, V.E.; Kayano, M.T. Principal modes of longwave radiation and 250mb circulation for the South America sector. **Journal of Climate**, 7(7):1131-1143, July 1994.

- Kousky, V.E.; Leetmaa, A. The 1986-87 pacific warm episode: evolution of oceanic and atmospheric anomaly fields. **Journal of Climate**, 2(3):254-267, Mar. 1989.
- Krishnamurti, T.N. Tropical east-west circulations during the Northern Summer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 28(8):1342-1347, Nov. 1971.
- Krishnamurti, T.N.; Ramanathan, Y. Sensitivity of the monsoon onset to differential heating. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 39(6):1290-1306, June 1982.
- Krishnamurti, T.N.; Bedi, H.S.; Subramaniam, M. The summer monsoon of 1987. **Journal of Climate**, 2(4):321-340, Apr. 1989.
- Krishnamurti, T.N.; Bedi, H.S.; Subramaniam, M. The summer monsoon of 1988. **Meteorology and Atmospheric Physics**, 42(1):19-37, 1990.
- Krishnamurti, T.N.; Kanamitsu, M.; Koss, W.J.; Lee, J.D. Tropical east-west circulations during the Northern Winter. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 30(5):780-787, July 1973.
- Krishnamurti, T.N.; Subramaniam, M.; Oosterhoff, D.K.; Daughenbaugh, G. Predictability of low frequency modes. **Meteorology and Atmospheric Physics**, 44:63-83, 1990.
- Kung, E.C.; Smith, P.J. Problems of large-scale kinetic energy balance - a diagnostic analysis in GARP. **Bulletin American Meteorological Society**, 55(7):768-777, July 1974.
- Kuo, H.-L. Vorticity transfer as related to the development of the general circulation. **Journal of Meteorology**, 8(5):307-315, Oct. 1951.

- Kurihara, Y.; Bender, M.A. A numerical scheme to treat the open lateral boundary of a limited area model. **Monthly Weather Review**, 111(3):445-454, Mar. 1983.
- Lau, N.C. The observed structure of tropospheric stationary waves and the local balances of vorticity and heat. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 36(6):996-1016, June 1979.
- Lau, K.-M.; Chan, P.H. The 40-50 day oscillation and the El Niño/Southern Oscillation: a new perspective. **Bulletin of the American Meteorological Society**, 67(5):533-534, May 1986.
- Lau, K.-M.; Chan, P.H. Intraseasonal and interannual variations of tropical convection a possible link between the 40-50 day oscillation and ENSO? **Journal of the Atmospheric Sciences**, 45(3):506-521, Feb. 1988.
- Lau, K.M.; Peng, L.; Sui, C.H.; Nakazawa, T. Dynamics of super cloud clusters, westerly wind burst, 30-60 day oscillations and ENSO: a unified view. **Journal of the Meteorological Society Japan**, 67:205-219, 1989.
- Lau, K.-M.; Phillips, T.J. Coherent fluctuations of extratropical geophysical height and tropical convection in intraseasonal time scales. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 43(11):1164-1181, June 1986.
- Lenters, J.D.; Cook, K.H. Simulation and diagnosis of the regional summertime precipitation climatology of South America. **Journal of Climate**, 8(12):2988-3005, Dec. 1995.
- Liebman, B.; Hendon, H.H. Synoptic-scale disturbances near the equator. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 47(12):1463-1479, June 1990.

- Lorenz, E.N. Energy and numerical weather prediction. **Tellus**, 12(4):364-374, Nov. 1960.
- Lorenz, E.N. **The nature and theory of the general circulation of the atmosphere.** Geneva, WMO, 1967. 161p. (WMO, 218/ TP, 115).
- Lynch, P. Deducing the wind from vorticity and divergence. **Monthly Weather Review**, 116(1):86-93, Jan. 1988.
- Lynch, P. Partitioning the wind in a limited domain. **Monthly Weather Review**, 117(7):1492-1500, July 1989.
- Madden, R.A.; Julian, P.R. Description of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropical pacific. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 28(5):702-708, July 1971.
- Madden, R.A.; Julian, P.R. Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 29(6):1109-1123, Sept. 1972.
- Madden, R.A.; Julian, P.R. Observations of the 40-50 day tropical oscillation - a review. **Monthly Weather Review**, 122(5):814-837, May 1994.
- Marinho, C.V.G. **Um estudo do balanço de vorticidade para a região tropical, durante o verão do Hemisfério Sul.** (Dissertação de Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1988, 73 p. (INPE-4634-TDL/336).
- Mak, M. Dynamics of an atmospheric blocking as deduced from its local energetics. **Quarterly Journal of Royal Meteorology Society**, 117(499):477-493, Apr. 1991.
- Mak, M.; Cai, M. Local barotropic instability. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 46(21):3289-3311, Nov. 1989.

- McGuirk, J.P.; Reiter, E.R.; Barbieri, A.M. **On the variability of hemispheric scale energy parameters**. 1975. 15 p. (Environment Research Paper, 1).
- McGuirk, J.P.; Reiter, E.R. A vacillation in atmospheric energy parameters. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 33(11):2079-2093, Nov. 1976.
- Meehl, G.A. The annual cycle and interannual variability in the tropical Pacific and Indian Ocean region. **Monthly Weather Review**, 115(1):27-50, Jan. 1987.
- Mitchel et al. **Climate change**. Geneva, WMO, 1966. 79p. (WMO, 195/TP, 100/Technical Note, 79).
- Molion, L.C.B. On the dynamic climatology of the Amazon basin and associated rain-producing mechanisms. In: Dickinson, R.E. **The geophysiology of Amazonia: vegetation and climate interactions**. New York, John Wiley & Sons, 1987. v. 18, p. 391-407.
- Moura, A.D.; Kagano, M.T. **Influência da topografia no escoamento de grande escala no Hemisfério Sul por um modelo barotrópico de equações primitivas**. Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Set. 1980. (INPE-1986-RPE/236).
- Mo, K.; Rasmusson, E.M. The 200 mb climatological vorticity budget during 1986-1989 as revealed by NMC analyses. **Journal of Climate**, 6(4):577-594, Apr. 1993.
- Murakami, T.; Nakazawa, T. Transition from the Southern to Northern Hemisphere summer monsoon. **Monthly Weather Review**, 113(9):1470-1486, Sept. 1985.

- Nakazawa, T. Tropical super clusters within intraseasonal variations over the western Pacific. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 66(6):823-839, Dec. 1988.
- Namias, J. The index cycle and its role in the general circulation. **Journal of Meteorology**, 7:130-139, 1950.
- Nitta, T.A. Study of generation and conversion of eddy available potential energy in the tropics. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 48(6):524-528, Dec. 1970.
- Nobre, C.A. **Tropical heat sources and their associated large scale atmospheric circulation.** (Ph. D. Thesis in Meteorology) - Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1983.
- Obasi, G.O.P. Poleward flux of atmospheric angular momentum in the Southern Hemisphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 20(6):516-528, Nov. 1963.
- Oliveira, A.S. **Interações entre sistemas forntais na América do Sul e a convecção da Amazônia.** (Dissertação de Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1986. 134p. (INPE-4008-TDL/239).
- Oort, A.M.; Peixoto, J.P. The annual cycle of the energetics of the atmosphere on a planetary scale. **Journal of Geophysics Research**, 79(18):2705-2719, June 1974.
- Oort, A.H.; Rasmusson, E.M. **Atmospheric Circulation Statistics.** Rockville, NOAA, Environmental Research Laboratories, Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, U.S. Govt. Printing Office, Sept. 1971. 323p. (NOAA, Professional Paper, 5).

- Párraga, G.O.O. **Teleconexões no campo de vorticidade relativa durante o verão de 1979/80 do Hemisfério Sul.** (Dissertação de Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1991. 82 p. (INPE-5308-TDI/458).
- Phillander, S.G. **El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation.** New York, Academic Press, 1990. 293 p. (International Geophysics Series, v. 46).
- Rao, V.B.; Hada, K. Characteristics of rainfall over Brazil: Annual variations and connections with the Southern Oscillation. **Theoretical and Applied Climatology**, 42(2):81-92, 1990.
- Rasmusson, E.M. Development of our knowledge of the general circulation of the tropics. In: Tropical-extra-tropical interactions, 10-14 Sept. 1990. **Seminar Proceedings.** Shinfield Park, ECMWF, Feb. 1991a. p. 3-40.
- Rasmusson, E.M. Observational aspects of ENSO cycle teleconnections. In: Glantz, M.; Katz, R.; Nicholls, N. **Teleconnection linking worldwide climate anomalies.** New York, Cambridge University Press, 1991b. cap. 10, p. 309-343.
- Rasmusson, E.M.; Arkin, P.A. Observing tropical rainfall from space: a review. In: Theon, J.S.; Matsuno, T.; Sakata, T.; Fugono, N. **The global role of tropical rainfall.** Hampton, VA, A. Deepak Publishing, 1992. p. 105-118.
- Rasmusson, E.M.; Carpenter, T.H. Variation in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation/El Niño. **Monthly Weather Review**, 110(5):354-384, May 1982.

- Rasmusson, E.M.; Mo, K. Linkages between 200 mb tropical and extratropical circulation anomalies during the 1986-1989 ENSO cycle. **Journal of Climate**, 6(4):595-616, Apr. 1993.
- Ropelewski, C.F.; Halpert, M.S. Global and regional scale precipitation patterns associated with the El Niño/Southern Oscillation. **Monthly Weather Review**, 115(8):1606-1626, Aug. 1987.
- Saltzman, B. Equations governing the energetics of the large scales of wave-number. **Journal of Meteorology**, 14:425-431, 1957.
- Santos, I.A. **Variabilidade da circulação de verão da alta troposfera na América do Sul tropical**. (Dissertação de Mestrado em Meteorologia) - Universidade de São Paulo, São Paulo, nov. 1985. 141 p.
- Sardesmukh, P.D.; Held, I.M. The vorticity balance in the tropical upper troposphere of a general circulation model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 41(5):768-778, May 1984.
- Sardesmukh, P.D.; Hoskins, B.J. Vorticity balances in the tropics during the 1982-83 El Niño-Southern oscillation event. **Quarterly Journal of Royal Meteorological Society**, 111(468):261-278, Apr. 1985.
- Satyamurti, P.; Lemes, M.A.M.; Santos, R.P. On the stationary trough generated by the Andes. **Monthly Weather Review**, 108(4):510-519, Apr. 1980.
- Sela, J.G. Spectral modeling at the National meteorological Center. **Monthly Weather Review**, 108(9):1279-1292, Sept. 1980.

- Sela, J.G. Hydrodynamics. In: **Documentation of the Research Version of the NMC medium range forecast model.** Available from NMC Development Division, W/NMCZ WWB. Jan. 1988. cap. 2.
- Schneider, V.; Fleer, H.E. Development of sea surface temperature, surface wind and divergence anomalies during a composite ENSO episode. **Theoretical Applied Climatology**, 39(3):146-159, 1989.
- Schwerdtfeger, W. Appendix II - High thunderstorm frequency over the subtropical andes during the summer cause and effects. In: \_\_\_\_\_. **Climates of Central and South America.** Amsterdam, Elsevier, 1975. p. 192-195. (World Survey of Climatology, v. 12).
- Silva Dias, P.L.; Bonatti, J.P.; Kousky, V.E. Diurnally forced tropical tropospheric circulation over South America. **Monthly Weather Review**, 115(8):1465-1478, Aug. 1987.
- 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.
- Shao-Wu, W. North China - Historical aspects of drought. **Drought Network News**, 1(2):12-13, May 1989.
- Shuman, F.G. History of numerical weather prediction at the National Meteorological Center. **Weather and Forecasting**, 4(3):286-296, Sept. 1989.
- Starr, V.P. An essay on the general circulation of the earth's atmosphere. **Journal of Meteorology**, 5:39-43, 1948.

- Stephens, J.J. ; Johnson, K. W. Rotational and divergent wind potentials. **Monthly Weather Review**, 106(10):1452-1457, Oct. 1978.
- Sudquist, H.; Veronis, G. A simple finite-difference grid with non-constant intervals. **Tellus**, 22(1):26-31, 1970.
- Trenberth, K.E. Spatial and temporal variations of the Southern Oscillation. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, 102(433):639-653, July 1976.
- Trenberth, K.E.; Olson, J.G. An evaluation and intercomparison of global analysis from the National Meteorological Center and the European centre for Medium Range Weather Forecasts. **Bulletin of the American Meteorological Society**, 69(9):1047-1057, Sept. 1988.
- Virji, H.A. Preliminary study of summertime tropospheric circulation patterns over South America estimated from cloud winds. **Monthly Weather Review**, 109(3):599-610, Mar. 1981.
- Virji, H.A. An estimate of the summertime tropospheric vorticity budget over South America. **Monthly Weather Review**, 110(3):217-224, Mar. 1982.
- Xu, Q.; Keyser, D. Barotropic and baroclinic ageostrophic winds and completeness of solution for the psi equations. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 50(4):588-596, Feb. 1993.
- Xu, Q.; Davies-Jones, R. Boundary conditions for the psi equations. **Monthly Weather Review**, 121(5):1566-1571, May 1993.
- Yasunari, T. Global structure of the El Niño/Southern Oscillation. Part I: El Niño composites. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 65(1):67-80, Feb. 1987a.

- Yasunari, T. Global structure of the El Niño/Southern Oscillation. Part II: Time evolution. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, 65(1):67-80, Feb. 1987b.
- Webster, P.J. The large-scale structure of the tropical atmosphere. In: Hoskins, B.; Pearce, R. **Large-scale dynamical processes in the atmosphere**. New York, Academic Press, 1983. cap. 9, p. 235-275.
- Webster, P.J. The elementary monsoons. In: Fein, J. S.; Stephens, P. L. **Monsoons**. New York, John Wiley & Sons, 1987. cap. 1, p. 3-32.
- Webster, P.J.; Keller, J.L. Atmospheric variations: vacillations and index cycles. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 32(7):1283-1300, July 1975.
- Weickmann, K.M. Intraseasonal circulation and outgoing longwave radiation modes during the northern hemisphere winter. **Monthly Weather Review**, 111(9):1838-1858, Sept. 1983.
- Weickmann, K.M.; Lussky, G.R.; Kutzbach, J.E. A global-scale analysis of intraseasonal fluctuations of outgoing longwave radiation and 250mb stream function during northern winter. **Monthly Weather Review**, 113(6):941-961, June 1985.

APÊNDICE ACÁLCULO DO MOVIMENTO VERTICAL

A velocidade vertical foi obtida via o método cinemático, que consiste de uma integração na vertical do campo de divergência horizontal, utilizando a equação da continuidade e considerando como condições de contorno  $\omega_{sup} = 0$  e  $\omega_{topo} = 0$ .

Para corrigir os erros inerentes ao cálculo da divergência horizontal, fez-se um ajuste linear de massa em seu cálculo, o qual consiste em extrair da divergência horizontal em cada nível, um resíduo (RES), expresso por:

$$RES = \frac{\sum (\overline{\nabla \cdot V_H} \Delta P)}{\Delta P_{Total}} \quad (A.1)$$

onde  $\overline{\nabla \cdot V_H}$  é a divergência média de cada camada entre dois níveis de pressão padrão e  $\Delta P$  é a diferença de pressão entre estes dois níveis. A camada considerada foi de 1000 hPa a 50 hPa, de forma que  $\Delta P_{Total} = 1000 - 50 = 950$  hPa.

Foi feito uma suavização de nove pontos no campo de divergência horizontal, antes do cálculo do movimento vertical, seguindo a metodologia descrita em Kayano (1987). Considere a seguinte grade esquemática:

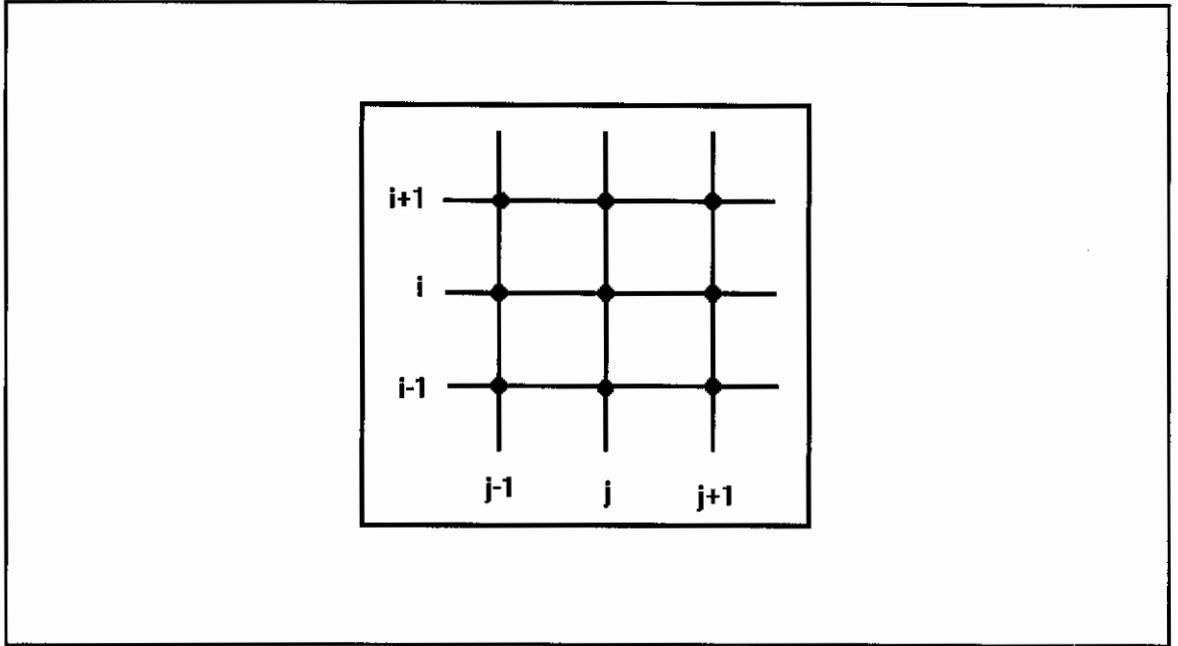


Fig. A.1 - Grade esquemática utilizada para suavização do campo divergente horizontal.

Os índices  $i$ ,  $j$  representam uma latitude e uma longitude arbitrárias, respectivamente.

FONTE: Kayano (1987), p. 31.

O valor da divergência horizontal suavizada  $D_S(i, j, k)$ , em um nível de pressão  $k$ , é calculado por:

$$D_S(i, j, k) = \{4D(i, j, k) + 2[D(i, j-1, k) + D(i-1, j, k) + D(i, j+1, k) + D(i+1, j, k)] +$$

$$D(i-1, j-1, k) + D(i+1, j-1, k) + D(i+1, j+1, k) + D(i-1, j+1, k)\} / 16$$

(A.2)

O movimento vertical foi calculado por:

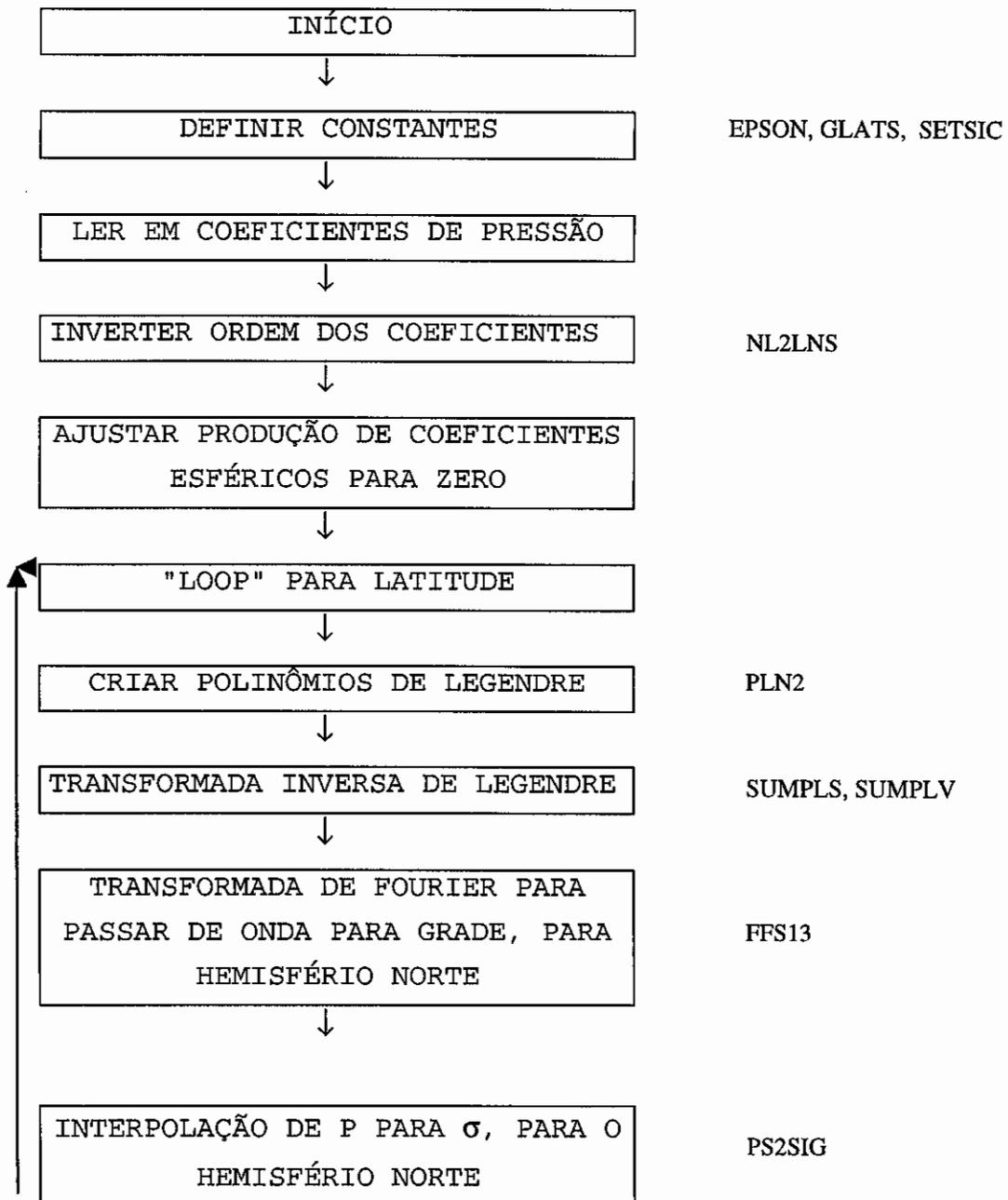
$$\omega_{k+1} = \omega_k - \overline{\nabla \cdot V_H} \Delta P_1 \quad (\text{A.3})$$

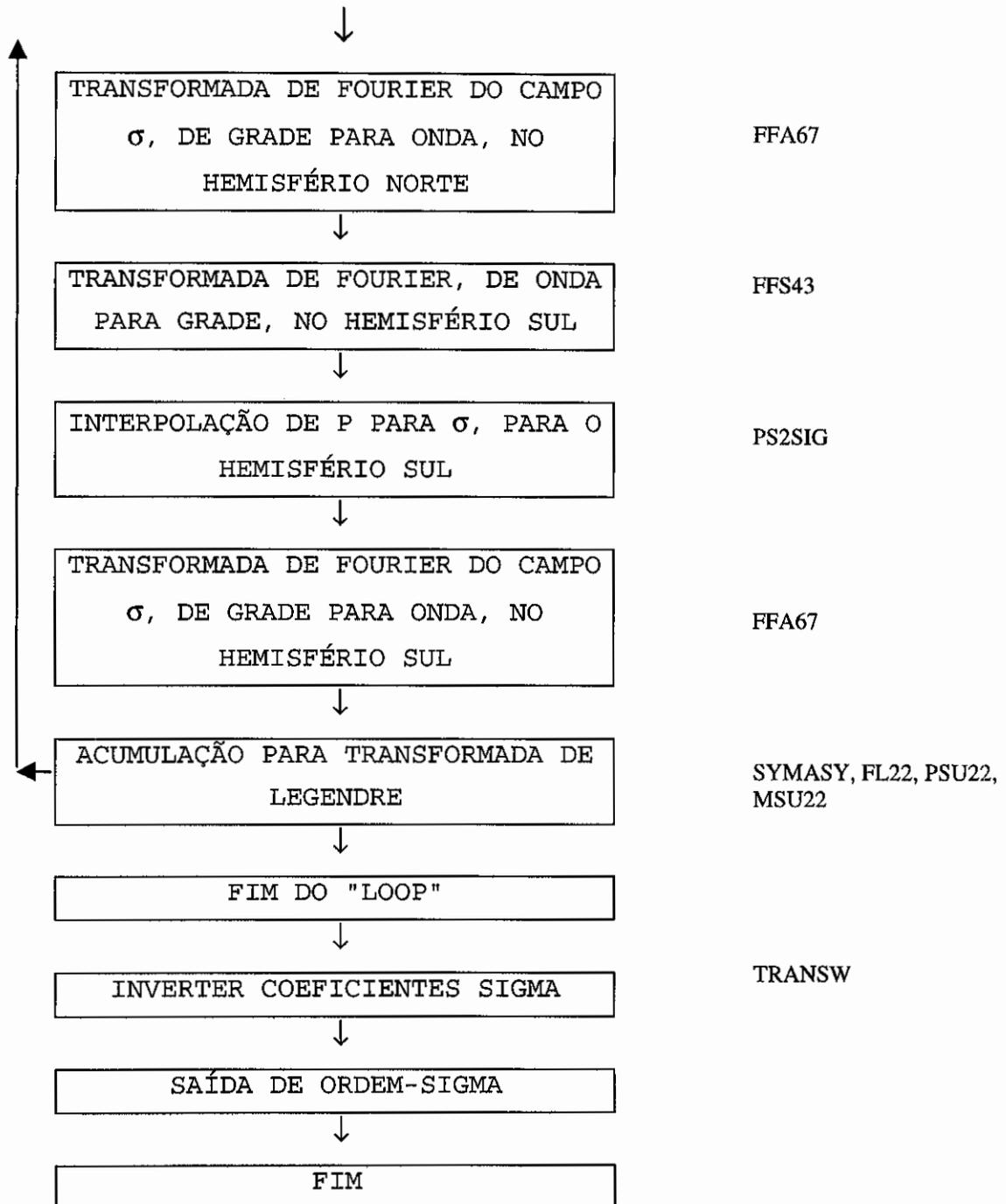
onde  $\Delta P_1$  é a diferença de pressão, calculada como sugerido por Sudqvist e Veronis (1970), para uma grade não uniformemente espaçada em  $y$ .



APÊNDICE BDOCUMENTAÇÃO SOBRE AS SUBROTINAS DO MODELO  
ESPECTRAL DO CENTER FOR OCEAN-LAND-ATMOSPHERIC (COLA)

Nome das Subrotinas:





APÊNDICE CPROGRAMAS UTILIZADOS NA ANÁLISE ESTATÍSTICA  
DAS SÉRIES TEMPORAIS DOS TERMOS DE ENERGIAC.1 - ESPECTRO ESTIMADO PELO MÉTODO DE AUTOCORRELAÇÃO  
COMO APRESENTADO EM MITCHELL ET AL. (1966)

Inicialmente, apresentam-se as equações básicas usadas para estimar o espectro, como apresentado em Mitchell et al. (1966). Em seguida, apresenta-se o programa em linguagem MATLAB. O procedimento de cálculo é como segue:

- 1) Calcula-se os coeficientes de correlação  $C_\tau$  para todas as defasagens  $\tau$  de 0 a  $m$ , onde  $m < N$ , através da seguinte expressão:

$$C_\tau = \frac{1}{N-\tau} \sum_{i=1}^{N-\tau} (x_i - \bar{x})(x_{i+\tau} - \bar{x}) \quad (\text{C.1})$$

onde:

- $N$  = número de termos da série;
- $x_i$  =  $i$ -ésimo termo da série
- $\bar{x}$  = média da série

Em seguida, realiza-se uma normalização.

- 2) Testa-se se o ruído é branco, verificando se o primeiro coeficiente de correlação é estatisticamente diferente de zero. Esta hipótese é testada verificando se  $(r_1)_t > r_1$ , onde:

$$(r_1)_t = \frac{-1 \pm t_g \sqrt{N-2}}{N-1} \quad (\text{C.2})$$

onde  $t_g$  é o valor do desvio padrão na distribuição normal, correspondente a significância de  $r_1$  desejada;

Utilizou-se neste teste uma significância de 95%, o que corresponde a  $t_g = 1,645$ . No programa MATLAB,  $(r_1)_t$  é representado por " \* " e  $r_1$  por " ° ".

- 3) Testa-se se o ruído pode ser aproximado por um ruído vermelho, verificando se os primeiros coeficientes de correlação se aproximam de uma relação exponencial da forma  $r_2 \approx r_1^2$  e  $r_3 \approx r_1^3$ . No programa MATLAB,  $r_1, r_1^2, r_1^3$  são representados por " ° ".

- 4) Usando os coeficientes de correlação, estima-se o espectro:

$$s_0 = \frac{1}{2m} (C_0 + C_m) + \frac{1}{m-1} \sum_{\tau=1}^{m-1} C_\tau \quad (\text{C.3})$$

$$s_k = \frac{C_0}{m} + \frac{2}{m} \sum_{\tau=1}^{m-1} C_\tau \cos\left(\frac{\pi k \tau}{m}\right) + \frac{1}{m} C_m (-1)^k \quad (\text{C.4})$$

$$s_m = \frac{1}{2m} [C_0 + (-1)^m C_m] + \frac{1}{m} \sum_{\tau=1}^{m-1} (-1)^\tau C_\tau \quad (\text{C.5})$$

5) Faz-se um alisamento do espectro através das seguintes expressões:

$$s_0 = \frac{1}{2} (s_0 + s_1) \quad (\text{C.6})$$

$$s_k = \frac{1}{4} (s_{k-1} + 2s_k + s_{k+1}) \quad (\text{C.7})$$

$$s_m = \frac{1}{2} (s_{m-1} + s_m) \quad (\text{C.8})$$

6) Calcula-se as amplitudes espectrais normalizadas do "ruído vermelho" Markoviano

$$S_k = s \left[ \frac{1 - r_1^2}{1 + r_1^2 - 2r_1 \cos \frac{\pi k}{m}} \right] \quad (\text{C.9})$$

onde  $r_1$  é o coeficiente de correlação para defasagem igual a um.

6) A significância das oscilações dominantes foram determinadas pela distribuição  $\chi^2$ , onde o número de graus de liberdade  $\nu$  é calculado por:

$$\nu = \frac{2N - m/2}{m} \quad (\text{C.10})$$

## PROGRAMA PARA CÁLCULO DOS ESPECTROS ESTIMADOS

\*\*\*\*\*

```

function Sf = espectro(x)
% Esta função calcula o espectro de um sinal através das
expressões 1-3 p. 34 do livro:
% WMO. Technical note no. 79, WMO No.195/TP. 100.
%
% Sf = espectro(x)
%
% Cálculo dos coeficientes de correlação:

N = max(size(x));
xmed = sum(x)/N;
m = input('Entre com o lag maximo (m < N) ');

for tal=0:m;
    Caux = 0;
    for i=1:N-tal;
        Caux = (x(i)-xmed)*(x(i+tal)-xmed)+Caux;
    end
    Ct(tal+1)=(1/(N-tal))*Caux;
end

Ct=Ct./Ct(1);
r1t=(-1+1.645*sqrt(N-2))/(N-1)
subplot(211);plot([1:m],Ct(1:m),'w-
',[2:4],[Ct(2),Ct(2)^2,Ct(2)^3],'wo',[2],[r1t],'w*');grid
text(0.7*m,0.8,'o - C1, C1^2, C1^3')
text(0.7*m,0.6,'* - (r1)t')
xlabel('lag (dias)');ylabel('Coef. Correl.')
title('Coeficiente de Correlação')
pause

```

```
% Calculo de S0:
```

```
S0 = (1/(2*m))*(Ct(1)+Ct(m+1))+(1/m)*(sum(Ct(2:m)));
```

```
% Calculo de Sk:
```

```
for k=1:m
```

```
    somatoria1=0;
```

```
    for i=1:m-1
```

```
        somatoria1 = Ct(i+1)*cos(pi*k*i/m) + somatoria1;
```

```
    end
```

```
    Sk(k) = Ct(1)/m + (2/m)*somatoria1 + (1/m) *Ct(m+1)*(-1)^k;
```

```
end
```

```
% Calculo de Sm:
```

```
somatoria2 = 0;
```

```
for i=1:m
```

```
    somatoria2 = ((-1)^i)*Ct(i+1) + somatoria2;
```

```
end
```

```
Sm = (1/(2*m))*(Ct(1)+((-1)^m)*Ct(m+1))+(1/m)*somatoria2;
```

```
S = [S0;Sk';Sm];
```

```
% Alisamento do espectro (Mitchell et al., 1966. p. 34,
```

```
% Equação3):
```

```
S0 = 0.5*(S(1)+S(2));
```

```
for i=2:m
```

```
    Sf(i)=0.25*(S(i-1)+2*S(i)+S(i+1));
```

```
end
```

```
Sm = 0.5*(S(m)+S(m+1));
```

```
Sf = [S0;Sf(2:m)';Sm];
```

```
sbarra = sum(Sf)/max(size(Sf));
```

```
% Cálculo das amplitudes espectrais normalizadas do "ruído
% vermelho" Markoviano, através da expressão 4), p. 38 em
%.Mitchell et al., 1966
```

```
r1=Ct(2);
k_m=0:1/m:1;
hnula=sbarra*(1-r1^2)./(1+r1^2-2*r1*cos(pi*k_m));
```

```
eixo1=1:m;
eixodias=1./(eixo1(2:m)/(2*m));
%plot(eixodias,Sf(2:m),eixodias,hnula(2:m))
%pause
```

```
% Cálculo do número de graus de liberdade ni (Mitchell et
% al., 1966. Expressão 5), p. 40)
('Numero de graus de liberdade ni')
ni = (2*N - m/2)/m
pause
```

```
% Cálculo através da interpolação do valor da distribuição
chi2/ni (tabela de probabilidade)
%nimax=input('Entre com o numero de graus de liberadade da
tabela minimo (nimax) ')
%nimin=input('Entre com o numero de graus de liberadade da
tabela maximo (nimin) ')

```

```
nimax = 3;
nimin = 2;
```

```
%max95=input('Entre o valor da distribuição chi2/ni para
probabilidade 95 % maximo (max95)')
%min95=input('Entre o valor da distribuição chi2/ni para
probabilidade 95 % minimo (min95)')
max95 = 2.6;
min95 = 3;
```

```

%max90=input('Entre o valor da distribuição chi2/ni para
probabilidade 90 % maximo (max90)')
%min90=input('Entre o valor da distribuição chi2/ni para
probabilidade 90 % minimo (min90)')

max90 = 2.08;
min90 = 2.3;

a95 = (max95-min95)/(nimax-nimin)
b95 = max95 - a95*nimax

lc95 = a95*ni+b95

a90 = (max90-min90)/(nimax-nimin)
b90 = max90 - a90*nimax

lc90 = a90*ni+b90

subplot(212);plot(eixodias,Sf(2:m),'w-
',eixodias,hnula(2:m),'w-',eixodias,lc90*hnula(2:m),'w--
',eixodias,lc95*hnula(2:m),'w-.');grid
text(max(0.8*eixodias),max(0.9*lc95*hnula(2:m)),'95%')
text(max(0.8*eixodias),max(0.9*lc90*hnula(2:m)),'90%')
text(max(0.7*eixodias),max(1.15*hnula(2:m)),'ruído
vermelho')
xlabel('Periodo [dias]');ylabel('Espectro estimado')
title('Espectro Estimado')
pause

```

C.2 - FILTRAGEM DAS SÉRIES TEMPORAIS COM FILTRO PASSA BANDA RECURSIVO BUTTERWORTH DE 4ª ORDEM

Nesse item, apresenta-se as rotinas utilizadas no MATLAB para filtragem das séries temporais. Estas rotinas são: BUTTER, FILTER, FILTFILT, e suas especificações são dadas abaixo. Por fim, apresenta-se os programas desenvolvidos, em linguagem MATLAB, para automatizar o cálculo dos coeficientes dos filtros, a apresentação gráfica das respostas em frequência dos filtros e, por fim, a filtragem das séries temporais.

1) Função BUTTER: Para cálculo dos coeficientes do filtro Butterworth, quando dadas as especificações

BUTTER - "Butterworth digital and analog filter design"

[B,A] = BUTTER(N,Wn) designs an N'th order lowpass digital Butterworth filter and returns the filter coefficients in length N+1 vectors B and A. The cut-off frequency Wn must be  $0.0 < Wn < 1.0$ , with 1.0 corresponding to half the sample rate.

If Wn is a two-element vector,  $Wn = [W1 \ W2]$ , BUTTER returns an order 2N bandpass filter with passband  $W1 < W < W2$ .

[B,A] = BUTTER(N,Wn,'high') designs a highpass filter.

[B,A] = BUTTER(N,Wn,'stop') is a bandstop filter if  $Wn = [W1 \ W2]$ .

When used with three left-hand arguments, as in  $[Z,P,K] = BUTTER(...)$ , the zeros and poles are returned in length N column vectors Z and P, and the gain in scalar K.

When used with four left-hand arguments, as in  $[A,B,C,D] = BUTTER(...)$ , state-space matrices are returned.

BUTTER(N,Wn,'s'), BUTTER(N,Wn,'high','s') and BUTTER(N,Wn,'stop','s') design analog Butterworth filters. In this case, Wn can be bigger than 1.0.

2) Função FILTER: Filtra as séries temporais.

FILTER - Digital filter.

$Y = \text{FILTER}(B, A, X)$  filters the data in vector  $X$  with the filter described by vectors  $A$  and  $B$  to create the filtered data  $Y$ . The filter is a "Direct Form II Transposed" implementation of the standard difference equation:

$$y(n) = b(1)*x(n) + b(2)*x(n-1) + \dots + b(nb+1)*x(n-nb) \\ - a(2)*y(n-1) - \dots - a(na+1)*y(n-na)$$

$[Y, Zf] = \text{FILTER}(B, A, X, Zi)$  gives access to initial and final conditions,  $Zi$  and  $Zf$ , of the delays.

3) Função FILTFILT: Filtra as séries temporais, porém, elimina a distorção de fase provocada pela filtragem através de filtro recursivo Butterworth

FILTFILT - Zero-phase forward and reverse digital filtering.

$Y = \text{FILTFILT}(B, A, X)$  filters the data in vector  $X$  with the filter described by vectors  $A$  and  $B$  to create the filtered data  $Y$ . The filter is described by the difference equation:

$$y(n) = b(1)*x(n) + b(2)*x(n-1) + \dots + b(nb+1)*x(n-nb) \\ - a(2)*y(n-1) - \dots - a(na+1)*y(n-na)$$

After filtering in the forward direction, the filtered sequence is then reversed and run back through the filter. The resulting sequence has precisely zero-phase distortion and double the filter order. Care is taken to minimize startup and ending transients by matching initial conditions.

The length of the input  $x$  must be more than three times

the filter order, defined as  
 $\max(\text{length}(b)-1, \text{length}(a)-1)$ .

4) Programas desenvolvidos em linguagem MATLAB para filtragem das séries temporais

```

4.1) PROGRAMA 1

% Esta rotina calcula os ganhos do filtro Butterworth
%
n = input('Entre com o numero de ganhos n  ');

dias1 = input('Entre menor periodo em dias  ');
fc2 = 1/dias1
dias2 = input('Entre maior periodo em dias  ');
fc1 = 1/dias2
% Calculo dos pesos do filtro Butterworth:

[Bb,Ab]=butter(n,[fc1/.5 fc2/.5]);

[Hb,wb]=freqz(Bb,Ab);
subplot(211);plot(wb./(2*pi),abs(Hb),'w');xlabel('ciclos/di
a');ylabel('Magnitude');title('Resposta em frequência do
filtro Butterworth');grid
pause

subplot(212);plot(1./(wb(20:512)./(2*pi)),abs(Hb(20:512)), '
w');xlabel('Periodo
(dias)');ylabel('Magnitude');title('Resposta em frequência
do filtro Butterworth');grid
pause

abs(roots(Ab))

```

## 4.2) PROGRAMA 2

```

function [xf]=filtra(B,A,x)
%Esta funcao filtra o sinal de entrada dados o sinal, e os
coeficientes do filtro.
%
% [xf]=filtra(B,A,x)
% xf = sinal filtrado
% x = sinal original
% B,A = coeficientes do filtro
%
format short e
B
A
format short
[Hb,wb]=freqz(B,A);
subplot(211);plot(1./(wb(17:512)./(2*pi)),abs(Hb(17:512)), '
w');xlabel('Periodo
(dias)');ylabel('Magnitudo');title('Resposta em frequência
do filtro Butterworth');grid
pause
xf=filter(B,A,x);
xff=filtfilt(B,A,x);
subplot(212);plot(x,'w');title('Série
original');xlabel('Tempo (dias)');ylabel('Magnitudo');grid
figure
subplot(211);plot(xff,'w');title('Série Filtrada (Distorção
de fase nula)');xlabel('Tempo
(dias)');ylabel('Magnitudo');grid
subplot(212);plot(xf,'w');title('Série
Filtrada');xlabel('Tempo (dias)');ylabel('Magnitudo');grid

```