



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE – 5307 – TDI / 457

**UM ESTUDO OBSERVACIONAL DE ENERGÉTICA E EFICIÊNCIA
DAS ONDAS BARICLÍNICAS NO HEMISFÉRIO SUL.**

Rosa de Fátima Cruz Marques

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada pelo Dr. Vadlamudi
Brahamananda Rao, aprovada em maio de 1991.

INPE
São José dos Campos
1991

551.466

MARQUES, R.F.C.

Um estudo observacional de energética e eficiência das ondas baroclínicas no Hemisfério Sul. / R.F.C. Marques. -- São José dos Campos: INPE, 1991. 123p. -- (INPE-5307-TDI/457)

1. Instabilidade baroclínica. 2. energética. 3. ondas baroclínicas. 4. Hemisfério Sul. 5. Título

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

Dr. Vadlamudi Brahamananda Rao



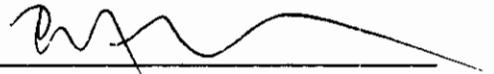
Orientador/Presidente

Dr. Ernesto dos Santos Caetano Neto



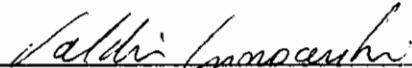
Membro da Banca
-convidado-

Dr. Prakki Satyamurty



Membro da Banca

Dr. Valdir Innocentini



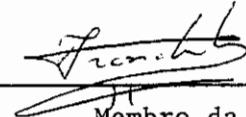
Membro da Banca

Dr. José Paulo Bonatti



Membro da Banca

Dr. Sérgio Henrique Franchito



Membro da Banca

Candidata: Rosa de Fátima Cruz Marques

São José dos Campos, 14 de maio de 1991

*Aos meus filhos,
Roger e Luan,
e aos meus pais,
Raimundo e Carmen,
com gratidão.*

RESUMO

Neste trabalho fez-se um estudo observacional das características das ondas baroclínicas de escala média (número de onda de 4 a 7) que frequentemente dominam a atmosfera de verão do Hemisfério Sul. Este estudo também detalha a evolução das ondas de escala média durante um ciclo de vida particular. Os coeficientes de correlação entre o vento meridional e temperatura e entre o vento meridional e zonal medem a eficiência do transporte de calor e momentum, respectivamente. As eficiências são calculadas para os estágios de desenvolvimento e decaimento da onda baroclínica. A onda fica mais eficiente em transportar calor aproximadamente um dia antes de atingir o máximo em energia cinética. O aumento na variância da componente zonal do vento está associado com pequeno transporte de momentum, fazendo com que a eficiência desse transporte diminua. A energética das ondas de média escala foi estudada através das equações de Saltzman (1957). O cálculo da energia mostra ciclos de vida bem definidos, com estágios de crescimento baroclínico, maturidade e decaimento barotrópico. O termo de conversão entre a energia potencial disponível turbulenta e energia cinética ($\overline{\omega'\alpha'}$) foi calculado através da equação da vorticidade quase-geostrófica para ω (componente vertical da velocidade do vento) e aproximação hidrostática para α (volume específico). Para $\overline{\omega'\alpha'}$ menor que zero tem-se aumento de energia cinética turbulenta devido à transformação de energia potencial disponível que diminui. A validade da aproximação geostrófica e hidrostática é examinada na troposfera de verão do Hemisfério Sul. O erro geostrófico no transporte de calor é menor do que no transporte de momentum.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. V. B. Rao pelo apoio e pela valiosa orientação durante o desenvolvimento deste trabalho.

Ao meu esposo, Osmir Jorge Ribeiro Marques, pela cooperação, apoio e compreensão nas horas difíceis.

Ao Dr. Prakki Satyamurti pelas sugestões.

Ao Dr. Sergio Henrique Franchito pela ajuda.

Ao amigo José Carvalho de Moraes pelo apoio e auxílio na linguagem Fortran.

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

A CAPES(PICD) pela concessão de bolsa de mestrado, sem a qual este trabalho não seria possível.

A Universidade Federal do Pará pela liberação para a realização do curso de Mestrado e conseqüentemente a execução deste trabalho.

Ao INPE por fornecer as condições necessárias durante o desenvolvimento deste trabalho.

Aos colegas da Pós-Graduação e todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

AN OBSERVATIONAL STUDY OF THE ENERGETICS AND EFFICIENCY
OF BAROCLINIC WAVES IN THE SOUTHERN HEMISPHERE

ABSTRACT

In the present work observed characteristics of medium-scale (wave numbers 4-7) baroclinic waves which dominate summer atmosphere are studied. The efficiencies of baroclinic eddies in transporting heat and momentum are also studied. The correlation coefficients between meridional wind and temperature and meridional wind and zonal wind measure the efficiencies of heat and momentum transport respectively. The wave becomes efficient in transporting heat approximately one day before attaining maximum kinetic energy. Barotropic decay of the wave is associated with higher efficiency of momentum. The energetics of medium-scale waves are calculated using the Saltzman (1957) equations. Energy calculations show well defined life cycles with baroclinic growth, maturity and barotropic decay. The term of conversion between potential energies and kinetic energies $\overline{\omega'\alpha'}$ is also calculated. Finally, the validity of geostrophic and hydrostatic approximations is examined. It is found that the geostrophic errors are more in the case of momentum transport than in the case of sensible heat transport.

SUMÁRIO

	<u>Pág</u>
LISTA DE FIGURAS	xv
LISTA DE SÍMBOLOS	xxi
CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II - DADOS, FORMULAÇÃO E METODOLOGIA	9
2.1 - Metodologia	9
2.2 - Dados	11
2.3 - Formulação Matemática	11
2.4 - Aplicação aos campos de interesse	14
2.4.1 - Altura Geopotencial	14
2.4.2 - Componente do vento	15
2.5 - Transportes horizontais e eficiência	23
2.6 - Energética	26
CAPÍTULO III - EFICIÊNCIA	33
3.1 - Eficiência dos transportes de calor e momentum no ciclo de vida de um distúrbio baroclínico	33
3.1.1 - Número de onda de 4 a 7	40
CAPÍTULO IV - ENERGÉTICA	47
4.1 - Energética das ondas baroclínicas	47
4.2 - Interação entre a energia da onda de média escala e o fluxo zonal médio	56
4.3 - Características Sinótica do caso "limpo"	59
CAPÍTULO V - ERROS GEOSTRÓFICOS	65
5.1 - Validade da aproximação Geostrófica e Hidrostática	65

CAPÍTULO VI - CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	75
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	79
APÊNDICE A	85

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
3.1 - Isolinhas do transporte de calor da onda 6, com valores de dezembro de 1979, latitude de 50°S às 12:00GMT e unidade de $m s^{-1}K$	34
3.2 - Isolinhas do transporte de momentum da onda 6, com valores de dezembro de 1979, latitude de 40°S às 12:00GMT e unidade de $m^2 s^{-2}$	35
3.3 - Variância da velocidade meridional, variância da temperatura, transporte de calor sensível e eficiência em transportar calor para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: dezembro de 1979.	37
3.4 - Variância da velocidade meridional, variância da temperatura, transporte de calor sensível e eficiência em transportar calor sensível para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: dezembro de 1979.	38
3.5 - Variância da velocidade meridional, variância da velocidade zonal, transporte de momentum e eficiência em transportar momentum para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: dezembro de 1979.	39
3.6 - Variância da velocidade meridional, variância da temperatura, transporte de calor sensível e eficiência em transportar calor sensível para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: dezembro de 1978.	41

3.7 -	Variância da velocidade meridional, variância da velocidade zonal, transporte de momentum e eficiência em transportar momentum para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: dezembro de 1978.	42
3.8 -	Variância da velocidade meridional, variância da temperatura, transporte de calor sensível e eficiência em transportar calor sensível para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: janeiro de 1979.	43
3.9 -	Variância da velocidade meridional, variância da velocidade zonal, transporte de momentum e eficiência em transportar momentum para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: janeiro de 1979.	44
3.10 -	Variância da velocidade meridional, variância da temperatura, transporte de calor sensível e eficiência em transportar calor sensível para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: fevereiro de 1979.	45
3.11 -	Variância da velocidade meridional, variância da velocidade zonal, transporte de momentum e eficiência em transportar momentum para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Data: fevereiro de 1979.	46
4.1 -	$C(K_E, P_E)$ e energia cinética turbulenta (K_E). com valores integrado verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data: dezembro de 1979,	48
4.2 -	Coeficiente de correlação linear entre as curvas da Figura 4.1 para dias	

	simultâneos e com diferença de 1, 2 e 3 dias.	50
4.3 -	$C(P_Z, P_E)$, P_E e $C(K_E, K_Z)$ com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S. Data: dezembro de 1979.	51
4.4 -	$C(K_E, P_E)$ e K_E com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S, Data: dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979.	52
4.5 -	Coeficiente de correlação linear entre as curvas da Figura 4.4. para dias simultâneos e com diferença de 1, 2 e 3 dias.	53
4.6 -	$C(P_Z, P_E)$ e P_E com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S, Data: dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979.	54
4.7 -	P_E e K_E com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S, Data: dezembro de 1977, janeiro e fevereiro de 1978.	55
4.8 -	P_E e K_E com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S, Data: dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979.	55
4.9 -	$P_Z + K_Z$ e $P_E + K_E$ com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S, Data: dezembro de 1977, janeiro e fevereiro de 1978.	56

4.10 - $P_Z + K_Z$ e $P_E + K_E$ com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S, Data: dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979.	57
4.11 - $P_Z + K_Z$ e $P_E + K_E$ com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S, Data: dezembro de 1979.	58
4.12 - Coeficiente de correlação linear entre as curvas da Figura 4.9, 4.10 e 4.11 para dias simultâneos e com diferença de 1, 2 e 3 dias.	59
4.13 - Imagem de satélite do GOES-E no Infravermelho em 09/12/1979, às 16:46GMT.	60
4.14 - Imagem de satélite do GOES-E no Infravermelho em 13/12/1979, às 00:19GMT.	61
4.15 - Imagem de satélite do GOES-E no Infravermelho em 14/12/1979, às 21:16GMT.	62
4.16 - Imagem de satélite do GOES-E no Infravermelho em 18/12/1979, às 08:16GMT.	63
5.1 - Isolinhas da diferença entre o transporte de momentum calculado com vento observado e com vento geostrófico ($\overline{V'U'}_{obs} - \overline{V'U'}_{geo}$), nas latitudes de 25° a 75°S. De 09 a 17/12/1979.	66
5.2 - Isolinhas da diferença entre o transporte de calor calculado com vento e temperatura observados e com vento geostrófico e temperatura hidrostática ($\overline{V'T'}_{obs} - \overline{V'T'}_{geo}$), nas latitudes de 25° a 75°S. De 09 a 17/12/1979.	68

5.3 - Erro geostrófico na energia cinética zonal e energia cinética turbulenta. De 09 a 17/12/1979.	72
5.4 - Erro geostrófico na energia potencial disponível zonal e energia potencial disponível turbulenta. De 09 a 17/12/1979.	73
5.5 - Erro geostrófico na energia da onda de média escala ($k = 6$) ($P_E + K_E$) e energia média zonal ($P_Z + K_Z$). De 09 a 17/12/1979.	74

LISTA DE SÍMBOLOS

a_k^f	- Primeiro coeficiente da expansão da grandeza f , em série de Fourier, da onda k
A	- Raio médio da Terra ($6,37 \times 10^6 \text{ m}$)
A_k^f	- Amplitude da grandeza f , da onda k
b_k^f	- Segundo coeficiente de Fourier
$C (K_E , K_Z)$	- Conversão de K_E em K_Z ($\text{J kg}^{-1} \text{d}^{-1}$)
C_P	- Calor específico do ar seco à pressão constante ($1004 \text{ J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)
$C (K_E , P_E)$	- Conversão de K_E em P_E ($\text{J kg}^{-1} \text{d}^{-1}$)
$C (P_Z , K_Z)$	- Conversão de P_Z em K_Z ($\text{J kg}^{-1} \text{d}^{-1}$)
$C (P_Z , P_E)$	- Conversão de P_Z em P_E ($\text{J kg}^{-1} \text{d}^{-1}$)
E_1	- Eficiência do transporte de momentum
E_2	- Eficiência do transporte de calor
E_E	- Energia total turbulenta
F_C	- Parâmetro de Coriolis (s^{-1})
F_K	- Coeficiente complexo da expansão em série de Fourier
G	- Geopotencial (m g p)
g	- Aceleração da gravidade ($9,81 \text{ m s}^{-2}$)
i	- $\sqrt{-1}$, número complexo
k	- Número de onda
K_t	- Energia cinética total (J kg^{-1})
K_E	- Energia cinética turbulenta (J kg^{-1})
K_Z	- Energia cinética do fluxo zonal médio (J kg^{-1})
n	- No máximo, metade do número de dados N
N	- Número de dados ao longo de uma latitude
P	- Pressão (hPa)
P_E	- Energia potencial disponível turbulenta (J kg^{-1})
P_t	- Energia potencial total (J kg^{-1})
P_Z	- Energia potencial disponível zonal (J kg^{-1})

R	- Constante do gás para o ar seco ($287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$)
S	- Fluxo horizontal de calor sensível ($\text{m s}^{-1} \text{ K}$)
T	- Temperatura absoluta (K)
u	- Componente do vento zonal (m s^{-1})
v	- Componente do vento meridional (m s^{-1})
\vec{v}	- Vento total (m s^{-1})
\vec{v}_H	- Vento horizontal (m s^{-1})
\vec{v}_g	- vento horizontal geostrófico (m s^{-1})
Z	- Altura geopotencial (m)
α	- Volume específico (kg m^{-3})
ϕ	- Latitude
λ	- Longitude
λ_k^f	- Fase da onda k, da grandeza f
π	- 3,14159...
σ	- Parâmetro de estabilidade estática ($\text{m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ hPa}^{-2}$)
τ	- Fluxo horizontal de momentum ($\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$)
ω	- Componente vertical da velocidade no sistema (x,y,p,t) (hPa s^{-1})
Ω	- Velocidade angular da Terra (radiano s^{-1})
ζ	- Componente vertical da vorticidade relativa (s^{-1})
$()_o$	- Média zonal
$(\overline{ })$	- Média meridional
$()'$	- Desvio com respeito à média zonal
$()''$	- Desvio com respeito à média meridional

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A atmosfera das latitudes médias se caracteriza por distúrbios que surgem devido à grande diferença de temperatura entre o pólo e o equador. O processo responsável pelo crescimento desses distúrbios chama-se instabilidade baroclínica. Diz-se que o escoamento zonal horizontalmente uniforme, na presença de contornos inferiores, é baroclinicamente instável quando modos normais de pequena amplitude crescem exponencialmente com o tempo. O crescimento desses distúrbios se dá pela conversão de energia potencial disponível do estado básico em energia cinética da perturbação, através da energia potencial disponível turbulenta.

Os fundamentos da instabilidade baroclínica foram estabelecidos por Charney (1947) e Eady (1949), tornando-se esta, de importância central para a Meteorologia Dinâmica. Seus modelos revelaram a existência de perturbações de modo normal crescendo exponencialmente com o tempo, com seus números de onda e velocidade de fase similares aos ciclones observados em latitudes médias.

Gall (1976a, 1976b e 1976c) alerta para o fato de que a resolução vertical é muito importante no estudo das perturbações baroclínicas. Para tanto realizou estudos comparativos usando um modelo linear (ML) e um modelo de circulação geral (GCM). Gall (1976a) encontrou diferenças entre a teoria linear e o modelo de circulação geral, tais como : no ML a taxa de crescimento máximo ocorre nos números de onda de 12 a 15, enquanto no GCM a taxa de crescimento é máxima nos números de onda de 5 a 7. A velocidade de fase para os números de onda de 7 a 9 é

relativamente menor no ML. Essas diferenças para os números de onda de 7 a 15 devem-se a processos não lineares, tais como : efeito do atrito na superfície, interações entre as próprias ondas, processos convectivos e liberação de calor latente.

Gall (1976a) estudou também a energética das ondas lineares no fluxo médio zonal usando o GCM e concluiu que essas ondas recebem energia cinética por processos baroclínicos e barotrópicos através dos termos $-\overline{\omega' \alpha'}$ e $C(K_Z, K_E)$ respectivamente. As ondas longas (número de onda 1-3) Gall deu o nome de ondas baroclínicas barotrópicas, pois nos baixos níveis o termo dominante é $-\overline{\omega' \alpha'}$ e nos altos níveis o termo $C(K_Z, K_E)$ é dominante e positivo, representando o suprimento de energia cinética da onda por processos barotrópicos.

Gall (1976b) usando um modelo de equações primitivas, que incluem o efeito do atrito e permitem a interação de uma única onda com o estado básico, concluiu que enquanto a onda evolui, modifica o estado básico de tal modo que a taxa de crescimento da onda é menor perto da superfície, o que permite que a parte superior cresça para amplitudes maiores que em baixos níveis. A redução próximo à superfície é causada pelo aumento da estabilidade estática nessa região, sendo este o mecanismo responsável pela diferença nos resultados quando se usam ML e GCM para os números de onda de 5 a 7. Gall (1976b) verificou ainda que as ondas curtas não dominam o GCM, apesar de terem a taxa de crescimento maior, pois tais ondas são fundamentalmente perturbações próximas à superfície e o aumento da estabilidade estática nessa região e a dissipação por atrito provocam o fim do crescimento das ondas curtas antes das ondas longas, que se estendem até à tropopausa. Então, apesar de as ondas curtas atingirem sua máxima quantidade de energia cinética (taxa de crescimento

maior) antes das ondas longas, estas dominam o campo final, pois aquelas são dissipadas rapidamente.

As ondas são continuamente geradas pela instabilidade baroclínica do escoamento zonal no modelo de Gall (1976b), mas são modificadas em escala e estrutura enquanto crescem para amplitude finita. A estrutura das ondas baroclínicas de média escala (número de onda em torno de 6) correspondem às obtidas no GCM.

Gall (1976c) realizou experimentos para verificar o efeito da liberação de calor latente no desenvolvimento de ondas baroclínicas. Verificou que a taxa de crescimento das ondas baroclínicas aumenta significativamente, embora mantenha a escala (número de onda 15). Com a inclusão da umidade a estrutura vertical é modificada, encontrando-se dois máximos na vertical da energia cinética turbulenta : um perto da superfície, outro na alta troposfera.

Estudos teóricos de instabilidade baroclínica são complementados por estudos observacionais. Wiin-Nielsen et al.(1964), estudando as mudanças de energia potencial disponível e cinética, e os transportes de calor e momentum no regime do número de onda, verificaram que as ondas longas têm papel mais importante no inverno que no verão do Hemisfério Norte. As mudanças da energia potencial disponível entre o fluxo zonal e turbulento mostram grande variação anual, com máximo no inverno e mínimo durante o verão. Nas transformações de energia cinética, o comportamento anual é diferente do da energia potencial disponível, pois o máximo ocorre no outono do Hemisfério Norte.

O transporte de calor sensível no Hemisfério Norte se caracteriza por dois máximos : um se localiza na

baixa troposfera, em torno de 50°N em 700hPa; o outro, na baixa estratosfera, em torno de 55°N acima de 200hPa. O transporte de calor sensível ocorre em direção ao norte em toda atmosfera, exceto em pequenas porções na baixa troposfera, nos trópicos e perto do pólo (Tsing-Chang Chen, 1982). Chen observou, também, que o transporte de momentum no Hemisfério Norte ocorre principalmente na alta troposfera. O transporte em direção ao norte é mais intenso em torno de 30°N e 250hPa; em direção ao sul fica em torno de 60°N e 300hPa.

A distribuição de energia potencial disponível e de energia cinética turbulenta, em função da latitude e pressão, foi também estudada por Chen (1982), que encontrou o máximo de energia potencial disponível em 500hPa em 45°N . Essa distribuição de energia potencial disponível é semelhante ao resultado de Newell et al. (1974). Peixoto e Oort (1974) encontraram o máximo de energia potencial disponível perto da superfície em latitudes altas. Eles consideraram que esse máximo ocorre devido ao mecanismo de liberação de energia baroclínica associada à frente polar.

A distribuição de energia cinética turbulenta, como função da latitude e pressão, encontrada por Chen (1982) é semelhante às obtidas por Oort e Rasmusson (1971) e Peixoto e Oort (1974). A energia cinética turbulenta tem um máximo em 250hPa em 35°N , localizado algumas vezes abaixo e para o norte do máximo de energia cinética zonal.

Randel e Stanford (1985a), estudando a dinâmica das ondas de média escala (número de onda de 4 a 7), que freqüentemente dominam a atmosfera de verão do Hemisfério Sul, mostraram que essas ondas resultam de excitação baroclínica e exibem um ciclo de vida bem

definido, com estágio de crescimento baroclínico, maturidade e decaimento barotrópico. A estrutura horizontal da perturbação baroclínica mostra um alto grau de simetria zonal, que permite um diagnóstico baseado em médias zonais. Porém, não fazem nenhuma tentativa de usar a instabilidade baroclínica para explicar a escala e a taxa de crescimento dessas ondas observadas. Randel e Stanford (1985c) estudaram um ciclo de vida particular com estágios de crescimento, maturidade e dissipação bem definidos, que foi denominado de caso "limpo". Este caso mostra uma configuração de onda seis aproximadamente simétrica em relação ao pólo sul e tem um ciclo de vida da ordem de 9 dias, com início em 09/12/1979, crescimento máximo em 13/12 e término em 17/12/1979. Este ciclo foi chamado de caso "limpo" porque, comparado com outros ciclos de vida da onda baroclínica no estudo de três anos de dados no verão do Hemisfério Sul, foi o ciclo que melhor mostrou os estágios de crescimento, maturidade e dissipação, com suas respectivas quantidades de energia. Randel e Stanford (1985a e 1985c) observaram também que as ondas de média escala têm semelhanças e diferenças com as ondas transientes de mesma escala de espaço e tempo, observadas no inverno do Hemisfério Norte. A diferença mais visível é que as ondas baroclínicas do Hemisfério Sul ocorrem numa configuração zonalmente simétrica, o que está relacionado com a homogeneidade longitudinal da atmosfera de verão do Hemisfério Sul (Randel e Stanford, 1985a), enquanto no inverno do Hemisfério Norte, as ondas baroclínicas de média escala são predominantemente observadas nas regiões de "Storm Track". Estas regiões predominam na costa leste da Ásia e América do Norte, onde a corrente oceânica quente no sul com a massa de ar frio no norte, é suscetível à instabilidade baroclínica nessas regiões.

Randel e Stanford (1985a) mostraram que a circulação de verão do Hemisfério Sul oscila entre períodos

altamente perturbados e zonalmente simétricos, com a escala de tempo na ordem de 10-20 dias. Essa oscilação resulta da instabilidade baroclínica não linear e da geração de ondas de média escala, que têm um ciclo de vida bem definido.

Um outro aspecto relevante associado às ondas baroclínicas é a eficiência em transportar calor e momentum. Srivatsangam (1975) define eficiência como o quanto foi transportado dividido pelo disponível, que seria o produto dos desvios padrões das quantidades envolvidas. Essa definição é formalmente semelhante à correlação entre as variáveis (Oort e Ramusson, 1971). Rao e Bonatti (1981) calcularam a eficiência de transporte de calor e de quantidade de movimento das ondas estratosféricas durante um aquecimento brusco no inverno do Hemisfério Norte, mostrando que os turbilhões ficam bastante eficientes em transportar calor imediatamente antes da quebra do jato polar. Held (1978) concluiu que as ondas baroclínicas longas e profundas são mais eficientes em transportar calor que as curtas e rasas no Hemisfério Norte.

Nesse trabalho analisa-se o ciclo de vida das ondas baroclínicas, utilizando o conceito de eficiência das ondas baroclinicamente instáveis em transportar calor e quantidade de movimento. Discute-se também o ciclo de vida das ondas baroclínicas na troposfera.

No estágio inicial do ciclo de vida da onda baroclínica, a perturbação fica instável devido a um forte gradiente meridional de temperatura, tornando-se eficiente em transportar calor para o pólo; assim, transporta energia primeiramente para os altos níveis em latitudes médias. À medida que transporta calor para o pólo, há a conversão de energia potencial disponível do estado básico em energia potencial disponível turbulenta e, através de uma circulação térmica direta, converte energia potencial

disponível turbulenta em energia cinética turbulenta. Com o transporte de calor em direção ao pólo, diminui o gradiente meridional de temperatura nas médias latitudes e a onda começa a decair barotropicamente, tornando-se ineficiente em transportar calor, porém, eficiente em transportar momentum. A onda transporta energia na direção equatorial, nos altos níveis, através da conversão da energia cinética turbulenta em energia cinética do estado básico, terminando assim seu ciclo de vida.

Neste trabalho, têm-se os seguintes objetivos:

- 1) Analisar o ciclo de vida de uma onda baroclínica, através das quantidades dos transportes de calor sensível e momentum, bem como da eficiência desses transportes durante as fases de crescimento baroclínico, maturidade e decaimento barotrópico.
- 2) Estudar a energética da onda baroclínica de média escala, caracterizando :
 - a) a sua interação com o fluxo zonal médio;
 - b) a conversão da energia potencial disponível turbulenta em energia cinética turbulenta através do termo $\overline{\omega'\alpha'}$;
 - c) a relação dessa conversão com a energia cinética turbulenta nas fases de desenvolvimento da onda baroclínica.

Vale ressaltar que Randel e Stanford (1985a e 1985c) não calcularam o termo de conversão $\overline{\omega'\alpha'}$.

- 3) Descrever sinoticamente, através de fotografia de satélite, o caso "limpo" estudado por Randel e Stanford (1985c).

- 4) Examinar a validade da aproximação geostrófica e hidrostática, usando vento e temperatura observados no cálculo do transporte de calor, momentum e energética das ondas baroclínicas.

CAPÍTULO 2

DADOS, FORMULAÇÃO E METODOLOGIA

2.1 - METODOLOGIA

Neste capítulo são descritas as equações utilizadas para o estudo das perturbações baroclínicas em desenvolvimento nas latitudes médias. O método utilizado no estudo dessas perturbações é a análise harmônica, pois é um dos métodos mais utilizados na descrição de fenômenos cíclicos.

A análise harmônica da altura geopotencial diária de cada nível de pressão padrão foi o passo inicial para o objetivo deste trabalho. Dos coeficientes de Fourier da altura geopotencial diária, obtiveram-se os coeficientes de Fourier das componentes do vento, u e v , e da temperatura, através da aproximação geostrófica e hidrostática, respectivamente. Estes coeficientes foram utilizados no cálculo do transporte de momentum e calor para análise do ciclo de vida da onda baroclínica.

Utilizando-se a definição de eficiência como a quantidade que foi transportada dividida pela quantidade disponível (Srivatsangam, 1975), analisa-se o ciclo de vida da onda baroclínica através da eficiência do transporte de calor e momentum durante os estágios de crescimento baroclínico, maturidade e decaimento barotrópico.

Um outro aspecto relevante é o estudo da energética dessas ondas na troposfera. O ciclo de energia clássico de uma onda baroclínica em desenvolvimento é P_z (energia potencial disponível do estado básico) $\rightarrow P_E$ (energia potencial disponível turbulenta) $\rightarrow K_E$ (energia cinética turbulenta). A variação da energia total

turbulenta, definida como $E_E = K_E + P_E$, depende apenas da geração pela fonte e da conversão de energia potencial do estado básico. A conversão entre P_Z e P_E depende do transporte horizontal de calor sensível na presença de um estado básico com cisalhamento vertical do vento zonal. Este cisalhamento corresponde a um gradiente horizontal norte-sul de temperatura através da relação do vento térmico. Por outro lado a conversão de P_E em K_E depende de uma circulação térmica vertical. Essa conversão é obtida através do termo $\overline{\omega'\alpha'}$ da seguinte forma: para $\overline{\omega'\alpha'} < 0$ [$\alpha > 0$, $\omega < 0$ (movimento ascendente)] há transformação de energia potencial disponível em energia cinética (ar quente sobe e o ar frio desce), para $\overline{\omega'\alpha'} > 0$ [$\alpha > 0$, $\omega > 0$ (movimento descendente)] há transformação de energia cinética para energia potencial disponível (ar frio sobe e ar quente desce).

Então o ciclo de energia clássico de uma perturbação baroclínica em desenvolvimento é dado pelo transporte horizontal de calor sensível do equador para os pólos, com o vento zonal crescendo com a altura em latitudes médias, convertendo energia potencial disponível do estado básico em energia potencial disponível turbulenta. Esse processo é acompanhado de uma circulação secundária na vertical, na qual há movimento ascendente de ar quente e subsidente de ar frio, convertendo energia potencial disponível turbulenta em energia cinética através do abaixamento do centro de massa da perturbação.

Com a análise do ciclo de energia da onda de média escala, obtêm-se importantes características das ondas baroclínicas. Neste trabalho analisou-se, também, a validade da aproximação geostrófica e hidrostática no verão do Hemisfério Sul. Calcularam-se os transportes de momentum e de calor, e a energia das ondas de média escala, usando vento e temperatura observados.

2.2 - DADOS

Os dados usados neste trabalho são:

- a) altura geopotencial,
- b) vento e
- c) temperatura

dos seguintes níveis de pressão padrão:

- (1000, 850, 700, 500, 400, 300, 200, 100, 50) hPa, que se originam do National Meteorological Center (N M C).

O espaço coberto é de 20°S a 80°S, numa grade de 2,5°- 2,5° de latitude-longitude.

As análises correspondem às 12:00GMT, nos seguintes períodos:

- a) 01 / 12 / 77 a 28 / 02 / 78,
- b) 01 / 12 / 78 a 28 / 02 / 79,
- c) 01 / 12 / 79 a 31 / 12 / 79.

O último período (dezembro de 1979) tem por objetivo estudar detalhadamente o caso "limpo" encontrado por Randel e Stanford (1985c).

2.3 - FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

Antes de apresentar as formas espectrais das equações da dinâmica utilizadas neste trabalho, torna-se útil a apresentação de um resumo sobre certas expressões e relações familiares da teoria de Fourier.

Uma função regular periódica $f(\lambda)$ pode ser representada no intervalo de 0 a 2π pela expressão:

$$f(\lambda) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} F_k e^{i k \lambda} \quad (2.1)$$

onde k é o número de onda e λ é a longitude; o coeficiente complexo F_k é dado por :

$$F_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) e^{-i k \lambda} d\lambda . \quad (2.2)$$

Pode-se demonstrar que, para $k \neq 0$,

$$F_k = \frac{a_k^f}{2} - \frac{i b_k^f}{2} , \quad (2.3)$$

$$F_{-k} = \frac{a_k^f}{2} + \frac{i b_k^f}{2} ; \quad (2.4)$$

para $k = 0$,

$$F_0 = a_0^f = f_0 , \quad (2.5)$$

onde:

$$a_k^f = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) \cos k \lambda d\lambda , \quad (2.6)$$

$$b_k^f = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) \sen k \lambda d\lambda , \quad (2.7)$$

e

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) d\lambda \quad . \quad (2.8)$$

Então pode-se escrever o desenvolvimento em série da função f da seguinte forma :

$$f(\lambda) = f_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k^f \cos k \lambda + b_k^f \text{sen } k \lambda) , \quad (2.9)$$

onde a amplitude A_k^f é dada por :

$$A_k^f = [(a_k^f)^2 + (b_k^f)^2]^{1/2} \quad (2.10)$$

ou, inversamente, por:

$$a_k^f = A_k^f \cos k \lambda_k^f \quad , \quad (2.11)$$

$$b_k^f = A_k^f \text{sen } k \lambda_k^f \quad ; \quad (2.12)$$

a fase é dada por:

$$\lambda_k^f = \frac{1}{k} \text{tg}^{-1} \left(\frac{b_k^f}{a_k^f} \right) . \quad (2.13)$$

Deve-se ressaltar o fato de que f_0 é o valor médio da função $f(\lambda)$ no intervalo de 0 a 2π .

Muitas vezes usar-se-á a distribuição espectral do produto de duas variáveis, motivo pelo qual o teorema de Parseval será introduzido :

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) g(\lambda) d\lambda &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} G_k F_{-k} = \\
 &= F_0 G_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \left[F_k G_{-k} + F_{-k} G_k \right] = \\
 &= f_0 g_0 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left[a_k^f a_k^g + b_k^f b_k^g \right] = f_0 g_0 + \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ A_k^f A_k^g \cos \left[k(\lambda_k^f - \lambda_k^g) \right] \right\} \quad (2.14)
 \end{aligned}$$

Para o caso especial em que $f(\lambda) = g(\lambda)$, ter-se-á :

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f^2(\lambda) d\lambda &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} F_k F_{-k} = F_0^2 + \sum_{k=1}^{\infty} \left[F_k \right]^2 = \\
 &= f_0^2 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left[(a_k^f)^2 + (b_k^f)^2 \right] = \\
 &= f_0^2 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} (A_k^f)^2. \quad (2.15)
 \end{aligned}$$

2.4 - APLICAÇÃO AOS CAMPOS DE INTERESSE

Os símbolos que aparecem nas equações são definidos na lista de símbolos e têm o significado tradicional em Meteorologia.

2.4.1 - ALTURA GEOPOTENCIAL

Visto que a altura geopotencial $Z(\lambda)$ de um nível de pressão constante é função cíclica da longitude λ , ao longo de um círculo de latitude, com período 2π , pode-se expressá-la através da expansão em série de Fourier, da seguinte forma :

$$Z(\lambda) = Z_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^z \cos k \lambda + b_k^z \text{sen } k \lambda) \quad (2.16)$$

onde k é o número de onda em cada latitude e n é determinado pelo número de pontos com dados considerados (N).

Os coeficientes da expansão em série de Fourier a_k^z e b_k^z poderão ser determinados a partir dos dados empíricos se $Z(\lambda)$ for conhecido em um conjunto discreto de pontos igualmente espaçados sobre o período fundamental $[0, 2\pi]$.

2.4.2 - COMPONENTES DO VENTO

2.4.2.1 - Velocidade Horizontal

Em coordenadas esféricas, as componentes do vento geostrófico são :

$$u = - \frac{g}{F_c A} \frac{\partial Z}{\partial \phi} \quad \text{e} \quad v = \frac{g}{F_c A \cos \phi} \frac{\partial Z}{\partial \lambda}, \quad (2.17)$$

onde $F_c = 2 \Omega \text{ sen } \phi$, A é o raio da terra, ϕ a latitude e λ é a longitude.

Pode-se então, usando as Equações 2.9 e 2.17, decompor u e v em série de Fourier ao longo de um círculo de latitude. Para componente zonal do vento u , tem-se:

$$u(\lambda) = u_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^u \cos k \lambda + b_k^u \text{ sen } k \lambda). \quad (2.18)$$

Obtêm-se os coeficientes de Fourier, amplitude e fase da componente do vento zonal em função dos coeficientes de Fourier da altura geopotencial :

$$u_0 = - \frac{g}{F_c A} \frac{\partial Z_0}{\partial \phi} , \quad (2.19)$$

$$a_k^u = - \frac{g}{F_c A} \frac{\partial a_k^Z}{\partial \phi} , \quad (2.20)$$

$$b_k^u = - \frac{g}{F_c A} \frac{\partial b_k^Z}{\partial \phi} . \quad (2.21)$$

De acordo com as Equações 2.11 e 2.12 os coeficientes de Fourier da altura geopotencial podem ser escritos da seguinte forma :

$$a_k^Z = A_k^Z \cos k \lambda_k^Z \quad \text{e} \quad b_k^Z = A_k^Z \text{ sen } k \lambda_k^Z) . \quad (2.22)$$

Substituindo 2.22 nas Equações 2.20 e 2.21 respectivamente tem-se:

$$a_k^u = - \frac{g}{F_c A} \frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^z \cos k \lambda_k^z) , \quad (2.23)$$

$$b_k^u = - \frac{g}{F_c A} \frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^z \operatorname{sen} k \lambda_k^z) . \quad (2.24)$$

Então, a amplitude e a fase da componente zonal do vento são:

$$A_k^u = \frac{g}{F_c A} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^z \cos k \lambda_k^z) \right]^2 + \left[\frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^z \operatorname{sen} k \lambda_k^z) \right]^2 \right\}^{1/2} , \quad (2.25)$$

$$\lambda_k^u = \frac{1}{k} \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{\frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^z \operatorname{sen} k \lambda_k^z)}{\frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^z \cos k \lambda_k^z)} \right] . \quad (2.26)$$

Similarmente, para a componente meridional do vento, tem-se:

$$\psi(\lambda) = \psi_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^{\psi} \cos k \lambda + b_k^{\psi} \operatorname{sen} k \lambda) . \quad (2.27)$$

Como Z_0 é constante para cada latitude, têm-se :

$$a_0 = 0,$$

$$a_k^{u_9} = \frac{g k}{F_c A \cos \phi} b_k^z, \quad (2.28)$$

$$b_k^{u_9} = - \frac{g k}{F_c A \cos \phi} a_k^z; \quad (2.29)$$

a amplitude e a fase são:

$$A_k^{u_9} = \frac{g k}{F_c A \cos \phi} A_k^z, \quad (2.30)$$

$$\lambda_k^{u_9} = \frac{1}{k} \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{-\cos k \lambda_k^z}{\operatorname{sen} k \lambda_k^z} \right], \quad (2.31)$$

$$\lambda_k^{u_9} = - \frac{1}{k} \operatorname{tg}^{-1} \left[\operatorname{cotg} k \lambda_k^z \right], \quad (2.32)$$

$$\lambda_k^{u_9} = \lambda_k^z \frac{\pi}{2k}. \quad (2.33)$$

Logo, a amplitude e a fase do vento zonal dependem da variação meridional da amplitude e fase da altura geopotencial, enquanto a amplitude do vento meridional depende essencialmente da amplitude da altura

geopotencial, e a sua fase depende do número de onda e da fase de Z : quanto maior o número de onda, menor a diferença entre as fases de ψ e Z . A velocidade zonal média depende apenas da variação com a latitude da altura geopotencial média do nível de pressão. Vale ressaltar que somente as expressões para o vento zonal envolvem derivadas na direção meridional.

2.4.2.2 - Velocidade Vertical

Antes de expressar a velocidade vertical em série de Fourier, é apresentado o método utilizado para o cálculo da mesma.

A velocidade vertical foi obtida pela equação da vorticidade quase-geostrófica :

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = - \vec{v}_g \cdot \nabla (\zeta_g + f) - f_0 \nabla \cdot \vec{v} . \quad (2.34)$$

Usando a equação da continuidade :

$$\nabla \cdot \vec{v} = - \frac{\partial \omega}{\partial p} . \quad (2.35)$$

Substituindo-se a Equação 2.35 na Equação 2.34, tem-se :

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = - \vec{v}_g \cdot \nabla (\zeta_g + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} . \quad (2.36)$$

Obs.: A diferença finita em relação ao tempo é obtida fazendo a diferença entre o dia posterior e o anterior.

tem-se: Isolando $\frac{\partial \omega}{\partial p}$ e expandindo $\vec{v}_g \cdot \nabla (\zeta_g + f)$,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{1}{f_0} \left(\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} + \frac{u_g}{A \cos \phi} \frac{\partial \zeta_g}{\partial \lambda} + \right. \\ \left. + \frac{v_g}{A} \frac{\partial \zeta_g}{\partial \phi} + v_g \beta \right), \end{aligned} \quad (2.37)$$

$$\text{onde } \beta = \frac{df}{A d\phi}, \quad \zeta = \frac{\nabla^2 G}{f_0} \quad \text{e} \quad G = g Z. \quad (2.38)$$

Então:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{1}{f_0^2} \left(\frac{\partial \nabla^2 G}{\partial t} + \frac{u_g}{A \cos \phi} \frac{\partial \nabla^2 G}{\partial \lambda} + \right. \\ \left. + \frac{v_g}{A} \frac{\partial \nabla^2 G}{\partial \phi} + v_g \beta \right), \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 G = \frac{(G_{\phi, \lambda+1} + G_{\phi, \lambda-1} - 2 G_{\phi, \lambda})}{D_1^2} + \\ + \frac{(G_{\phi+1, \lambda} + G_{\phi-1, \lambda} - 2 G_{\phi, \lambda})}{D_2^2} - \\ - \frac{(G_{\phi+1, \lambda} + G_{\phi-1, \lambda})}{D_3^2}, \end{aligned} \quad (2.40)$$

$$D_1 = A \cos \phi \left(\frac{2,5 \pi}{180} \right) , \quad (2.41)$$

$$D_2 = A \left(\frac{2,5 \pi}{180} \right) \quad e \quad (2.42)$$

$$D_3 = \frac{2 D_2 A^2 \cos \phi}{\text{sen } \phi} . \quad (2.43)$$

Aplicando a Equação 2.39 ao nível intermediário entre 1000hPa e 850hPa, obtém-se a equação:

$$\begin{aligned} \frac{\omega (850) - \omega (1000)}{150} = \frac{1}{f_0^2} \left(\frac{\partial \nabla^2 G}{\partial t} + \right. \\ \left. + \frac{u_g}{A \cos \phi} \frac{\partial \nabla^2 G}{\partial \lambda} + \frac{v_g}{A} \frac{\partial \nabla^2 G}{\partial \phi} + v_g \beta \right) . \quad (2.44) \end{aligned}$$

Com a velocidade vertical de 850hPa, pode-se obter a velocidade vertical em outros níveis através de diferenças finitas. Por exemplo :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_{850}}{\partial p} = \frac{\omega (700) - \omega (1000)}{300} = \\ = \frac{1}{f_0^2} \left(\frac{\partial \nabla^2 G}{\partial t} + \frac{u_g}{A \cos \phi} \frac{\partial \nabla^2 G}{\partial \lambda} \right. \\ \left. + \frac{v_g}{A} \frac{\partial \nabla^2 G}{\partial \phi} + v_g \beta \right) \quad (2.45) \end{aligned}$$

e assim sucessivamente.

Para garantir $\omega(50)=0$ foi feito o ajuste de massa utilizando a seguinte equação para o resíduo (R):

$$R = \frac{\sum (\Delta \cdot \vec{v}_m \Delta P)}{\Delta P_{TOTAL}} \quad (2.46)$$

onde $\nabla \cdot \vec{v}_m$ é o $\nabla \cdot \vec{v}$ médio de cada camada entre dois níveis de pressão padrão e ΔP é a diferença de pressão entre dois níveis de pressão padrão. A camada utilizada foi de 1000hPa a 50hPa, então $\Delta P_{TOTAL} = 1000\text{hPa} - 50\text{hPa} = 950\text{hPa}$.

$$\frac{\partial \omega}{\partial P_{Final}} = \frac{\partial \omega}{\partial P} - R \quad (2.47)$$

Como $\omega(\lambda)$ de um nível de pressão constante é função cíclica da longitude λ , ao longo de um círculo de latitude, com período de 2π , pode-se expressá-la através da expansão em série de Fourier:

$$\omega(\lambda) = \omega_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^\omega \cos k \lambda + b_k^\omega \sen k \lambda) \quad (2.48)$$

Esta expressão será utilizada no cálculo da transformação de P_E em K_E no estudo das perturbações baroclínicas.

2.5 - TRANSPORTES HORIZONTAIS E EFICIÊNCIA

2.5.1 - TRANSPORTES HORIZONTAIS DE MOMENTUM E DE CALOR SENSÍVEL

O fluxo de momentum relativo de oeste (τ) por unidade de massa é determinado pela equação:

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varpi u \, d\lambda = \sum_{k=1}^{\infty} \tau_k \quad (2.49)$$

Substituindo-se as Equações 2.18 e 2.27 na Equação 2.49 e usando o teorema de Parseval, tem-se:

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n (a_k^{\varpi} a_k^u + b_k^{\varpi} b_k^u) \quad (2.50)$$

O transporte de momentum no nível considerado e para cada número de onda depende do produto dos coeficientes de Fourier das componentes horizontais do vento, já que o transporte é feito pela componente meridional do vento. Para $\tau > 0$, ter-se-á transporte de momentum em direção ao equador, e para $\tau < 0$, em direção ao pólo sul.

Aqui não está incluída a circulação média meridional porque, nesse trabalho, usa-se o vento geostrófico. Mesmo se não fosse o caso, o interesse aqui se refere à onda, e desta forma não foram incluídos os termos $\varpi_0 u_0$ e $\varpi_0 T_0$ na equação do transporte de momentum e calor, respectivamente.

O transporte de calor sensível (S), por unidade de massa, é dado pela expressão :

$$S = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u_s T d\lambda = \sum_{k=1}^n S_k . \quad (2.51)$$

Por analogia ao transporte de momentum, tem-se :

$$S = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n \left(a_k^{u_s} a_k^T + b_k^{u_s} b_k^T \right) . \quad (2.52)$$

Substituindo as equações abaixo ,

$$\left. \begin{aligned} a_k^{u_s} &= A_k^{u_s} \cos \lambda_k^{u_s} , & a_k^T &= A_k^T \cos \lambda_k^T , \\ b_k^{u_s} &= A_k^{u_s} \sin \lambda_k^{u_s} , & b_k^T &= A_k^T \sin \lambda_k^T , \end{aligned} \right\} \quad (2.53)$$

na Equação 2.52, tem-se :

$$S_k = \left(\frac{A_k^{u_s} A_k^T}{2} \right) \cos \left[k \left(\lambda_k^{u_s} - \lambda_k^T \right) \right] \quad (2.54)$$

O transporte meridional de calor sensível no nível considerado, para cada número de onda, depende das amplitudes do vento meridional e da temperatura, já que o transporte de calor é feito pela componente u_s do vento. Há uma dependência da diferença de fase entre u_s e T , ou seja, para o transporte ser máximo a componente meridional tem de

estar em fase com a temperatura, para as amplitudes de u e T fixas.

2.5.2 - EFICIÊNCIA DOS TRANSPORTES DE MOMENTUM E DE CALOR SENSÍVEL

Srivatsangam (1975) definiu eficiência dos transportes de calor e quantidade de momentum, como o quanto foi transportado dividido pelo disponível, o qual seria o produto dos desvios padrões das quantidades envolvidas. Essa definição é formalmente semelhante à correlação entre as variáveis (Oort and Rasmusson, 1980).

A eficiência em transportar momentum é determinada pela equação :

$$E_1 = \frac{\overline{u' u'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{u'^2}}} ; \quad (2.55)$$

a eficiência em transportar calor sensível é determinada por :

$$E_2 = \frac{\overline{u' T'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{T'^2}}} . \quad (2.56)$$

Substituindo as Equações 2.57a e 2.57b abaixo na Equação 2.55 e usando o teorema de Parseval tem-se:

$$u(\lambda) = u_0 + \sum_{k=1}^n A_k^u \cos \left[k \left(\lambda - \lambda_k^u \right) \right] , \quad (2.57a)$$

$$\lambda^{\text{is}}(\lambda) = \lambda_0^{\text{is}} + \sum_{k=1}^n A_k^{\text{v}} \cos \left[k \left(\lambda - \lambda_k^{\text{is}} \right) \right], \quad (2.57b)$$

$$E_1 = \frac{\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (a_k^{\text{u}} a_k^{\text{is}} + b_k^{\text{u}} b_k^{\text{is}})}{\left[\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (A_k^{\text{u}})^2 \right]^{1/2} \left[\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (A_k^{\text{is}})^2 \right]^{1/2}}. \quad (2.58)$$

Por analogia com o transporte de calor sensível, chega-se a:

$$E_2 = \frac{\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (a_k^{\text{T}} a_k^{\text{v}} + b_k^{\text{T}} b_k^{\text{v}})}{\left[\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (A_k^{\text{T}})^2 \right]^{1/2} \left[\frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (A_k^{\text{v}})^2 \right]^{1/2}}. \quad (2.59)$$

2.6 - ENERGÉTICA

O ciclo de energia foi obtido com o uso das equações de Saltzman (1957), simplificadas para uma atmosfera adiabática e não-viscosa. As quantidades de energias são integradas latitudinalmente de 77,5°S a 22,5°S e verticalmente de 850hPa a 100hPa. As quantidades que aqui aparecem são médias por unidade de massa.

$$\frac{\partial K_E}{\partial t} = - C(K_E, K_Z) - C(K_E, P_E), \quad (2.60)$$

$$\frac{\partial K_Z}{\partial t} = C(K_E, K_Z) - C(K_Z, P_Z) \quad (2.61)$$

$$\frac{\partial P_E}{\partial t} = C(P_Z , P_E) + C(K_E , P_E) , \quad (2.62)$$

$$\frac{\partial P_Z}{\partial t} = - C(P_Z , P_E) + C(K_Z , P_Z) . \quad (2.63)$$

Os termos do tipo $C(x , y)$, que aparecem nas Equações 2.60 a 2.63, representam as conversões entre as formas de energia x e y . Para C positivo, o sentido de conversão é de x para y ; e para C negativo, é de y para x .

Para o caso de $C(K_E , K_Z)$, nota-se que ele aparece com sinais contrários nas Equações 2.60 e 2.61. Isto significa que no caso de $C(K_E , K_Z)$ ser positivo, tem-se conversão de K_E em K_Z , isto é, $\frac{\partial K_E}{\partial t}$ é negativo e $\frac{\partial K_Z}{\partial t}$ é positivo, considerando apenas a contribuição do termo $C(K_E , K_Z)$. Então, o aumento de K_Z com o tempo é devido à transformação de K_E (que diminui com o tempo) em K_Z . Análises análogas podem ser feitas para outras conversões : $C(K_E , P_E)$, $C(K_Z , P_Z)$ e $C(P_Z , P_E)$, pois todas aparecem em duas equações com sinais opostos.

Se forem somadas as quatro Equações, 2.60 a 2.63, o resultado obtido será zero, o que mostra que a energia total se conserva.

2.6.1 - Equações usadas para as transformações de energia

2.6.1.1.- Conversão entre energia potencial disponível turbulenta (P_E) e energia cinética turbulenta (K_E)

$$C (K_E , P_E) = - \sum_{k=1}^n C_{1k} , \quad \text{onde:}$$

$$C_{1k} = \int A \, d\phi \int \frac{R T_0 \omega_0}{P} + \\ + \frac{R}{2 P} \sum_{k=1}^n (a^T a^\omega + b^T b^\omega) \frac{dP}{g} . \quad (2.64)$$

2.6.1.2 - Conversão entre energia potencial disponível zonal (P_Z) e energia potencial disponível turbulenta (P_E)

$$C (P_Z , P_E) = - \sum_{k=1}^n C_{2k} , \quad \text{onde:}$$

$$C_{2k} = \int A \, d\phi \int \left(\frac{1}{\overline{\sigma_0} A} \right) \left(\frac{R}{P} \right)^2 \left(\frac{dT_0}{d\phi} \right) s_k \frac{dp}{g} \quad (2.65)$$

onde $\overline{\sigma_0}$ é o parâmetro de estabilidade estática mediado zonalmente e meridionalmente e T_0 é a temperatura média zonal.

2.6.1.3 - Conversão entre energia cinética turbulenta (K_E) e energia cinética do fluxo zonal médio (K_Z)

$$C (K_E , K_Z) = \sum_{k=1}^n C_{3k} , \quad \text{onde:}$$

$$C_{3k} = \int_A d\phi \int \left(\frac{\cos \phi}{A} \right) \left[\frac{d}{d\phi} \left(\frac{u_0}{\cos \phi} \right) \right] \tau_k \frac{dP}{g} \quad (2.66)$$

Randel e Stanford (1985a) somaram as Equações 2.58 e 2.60, cancelando assim o termo $C (K_E , P_E)$:

$$\frac{d (P_E , K_E)}{dt} = C (P_Z , P_E) - C (K_E , K_Z) . \quad (2.67)$$

Neste trabalho, calcula-se a conversão entre energia potencial disponível turbulenta (P_E) e energia cinética turbulenta (K_E) [$C (K_E , P_E)$], através do termo $\overline{\omega' \alpha'}$, para análise das características das ondas baroclínicas. A conversão de K_E em K_Z é o chamado decaimento barotrópico, que é o estágio final do ciclo de vida da onda baroclínica

2.6.2 - ENERGIAS POTENCIAL E CINÉTICA

2.6.2.1 - Energia potencial disponível zonal (P_Z)

$$P_Z = \frac{1}{2 \sigma_0} \left(\frac{R T_0''}{P} \right)^2 , \quad (2.68)$$

onde T_0'' é o desvio com respeito à média meridional da temperatura média zonal.

2.6.2.2 - Energia potencial disponível turbulenta (P_E)

$$P_E = \sum_{k=1}^n P_k \quad , \quad \text{onde:}$$

$$P_k = \frac{1}{2 \bar{\sigma}_0} \left(\frac{R A_k^T}{P} \right) \quad , \quad (2.69)$$

$$\sigma = \frac{R}{P^2} \left(\frac{RT}{C_p} - \frac{dT}{d \ln P} \right) \quad . \quad (2.70)$$

O início da instabilidade de uma perturbação depende de um forte gradiente meridional de temperatura; para haver conversão de P_z em P_E , o fluxo de calor é o grande responsável. Observa-se pela Equação 2.67, que quanto maior a amplitude de temperatura, maior a energia potencial disponível turbulenta da onda para cada nível de pressão, para $\bar{\sigma}_0$ fixo

2.6.2.3 - Energia cinética do fluxo zonal médio (K_z)

$$K_z = \frac{u_0^2}{2} \quad , \quad \text{onde:}$$

$$u_0 = - \frac{g}{F_c A} \frac{d Z_0}{d \phi} \quad . \quad (2.71)$$

2.6.2.4 - Energia cinética turbulenta (K_E)

$$K_E = \sum_{k=1}^n e_k \quad , \quad \text{onde:}$$

$$e_k = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2}}{2} \quad . \quad (2.72)$$

Substituindo as Equações 2.18 e 2.27 na Equação 2.69 tem-se:

$$e_k = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^n \left[(a_k^u)^2 + (b_k^u)^2 + (a_k^{vz})^2 + (b_k^{vz})^2 \right] , \quad (2.73)$$

ou:

$$e_k = \frac{1}{4} \sum_{k=1}^n \left[(A_k^u)^2 + (A_k^{vz})^2 \right] \quad . \quad (2.74)$$

Observa-se que a energia cinética turbulenta cresce com as amplitudes das componentes do vento zonal e meridional.

CAPÍTULO 3

EFICIÊNCIA

3.1 - EFICIÊNCIA DOS TRANSPORTES DE CALOR E MOMENTUM NO CICLO DE VIDA DE UM DISTÚRPIO BAROCLÍNICO

A evolução de um distúrbio baroclínico, que freqüentemente domina a atmosfera de verão do Hemisfério Sul, é observada no período de 9 a 17 de dezembro de 1979. Este distúrbio foi chamado de caso "limpo" por Randel e Stanford (1985c), pois mostra estruturas distintas nos estágios de crescimento baroclínico, maturidade e decaimento barotrópico. Este caso possui uma configuração da onda 6 aproximadamente simétrica em relação ao Pólo Sul e tem um ciclo de vida da ordem de 8 dias, com início em 09/12/1979, crescimento máximo em 13/12/1979 e término em 17/12/1979. Este caso específico foi escolhido porque é um exemplo "limpo" de um ciclo de vida da onda de média escala.

O crescimento de um distúrbio baroclínico no Hemisfério Sul depende do transporte de calor em direção ao pólo. A Figura 3.1 quantifica este transporte de calor, no período citado, a uma latitude particular (latitude de maior transporte de calor), para vários níveis de pressão. Esta figura indica transporte máximo nos dias 12 e 13 nos baixos níveis (700-850hPa), e nos altos níveis (200hPa) no dia 14. Assim, o fluxo de calor na alta troposfera tem um atraso de 1 a 2 dias em relação ao máximo de transporte de calor nos baixos níveis. Esse atraso é devido ao transporte de energia da onda para os altos níveis enquanto a mesma, se intensifica.

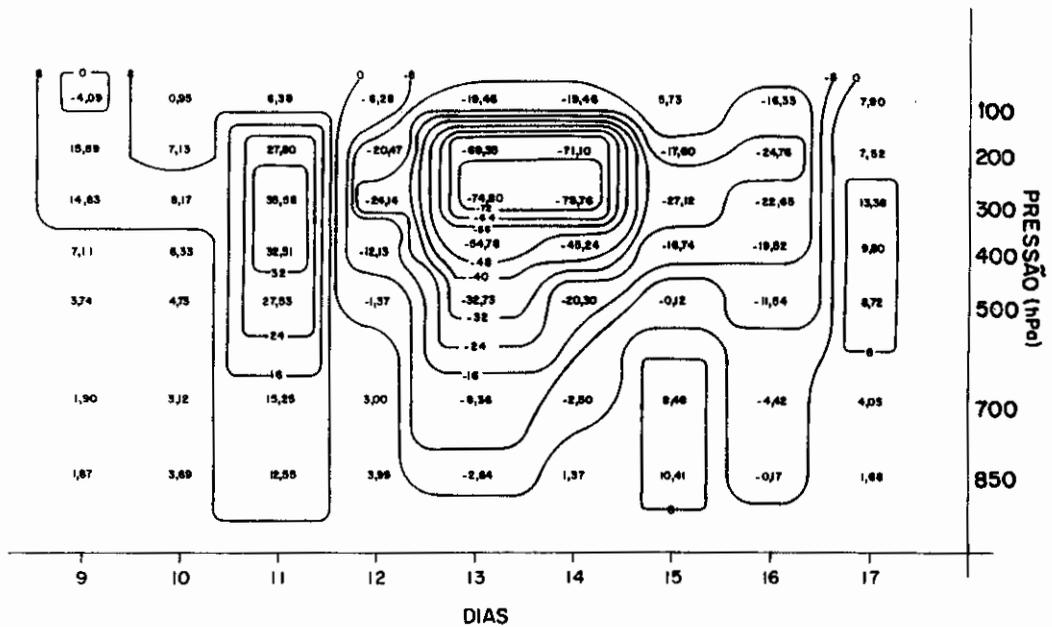


Fig. 3.2 - Isolinhas de transporte de momentum da onda 6, com valores de dezembro de 1979, latitude de 40°S às 12:00GMT e unidade de $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$.

Os coeficientes de correlação entre o vento meridional e a temperatura, e entre o vento meridional e o zonal medem a eficiência do transporte de calor e de momentum, respectivamente. As eficiências são calculadas em termos destes coeficientes de correlação para os estágios de desenvolvimento e decaimento da onda, no período de 9 a 17 de dezembro de 1979 (Figuras. 3.3 a 3.5). Este período foi chamado de caso "limpo" por Randel e Stanford (1985c). A finalidade consiste em verificar em que fase do ciclo de vida deste distúrbio os transportes de momentum e de calor são mais eficientes. Este caso mostra um domínio de configuração da onda seis, aproximadamente simétrica em relação ao Pólo Sul.

A soma de $\overline{v'^2}$ e $\overline{u'^2}$ é uma medida de energia cinética, enquanto T'^2 pode ser tomado como medida de energia potencial disponível. O aumento na eficiência se deve ao grande aumento no transporte de calor, mesmo que as

variâncias também cresçam (vide Equação 2.57). Este aumento no transporte de calor é devido à inclinação da onda para oeste com a altura e ao transporte de calor em direção ao sul (no Hemisfério Sul). Em geral, este transporte de calor para o sul implica em transporte vertical de energia da onda (Eliassen e Palm, 1961).

Observa-se na Figura 3.3 que os máximos de $\overline{v'^2}$, $\overline{T'^2}$ e $\overline{v'T'}$ ocorrem no dia 13, enquanto a eficiência (0,98) se dá no dia 12, um dia antes de a onda atingir o máximo em energia cinética. O aumento de E_2 no dia 12 indica que a razão de crescimento do transporte de calor é maior do que as razões de crescimento dos desvios padrões de v' e T' . Em 700hPa (Figura 3.4), $\overline{T'^2}$ e $\overline{v'T'}$ são máximos no dia 12/12, proporcionando uma eficiência em torno de 0,79, um dia antes de a onda atingir o máximo em energia cinética.

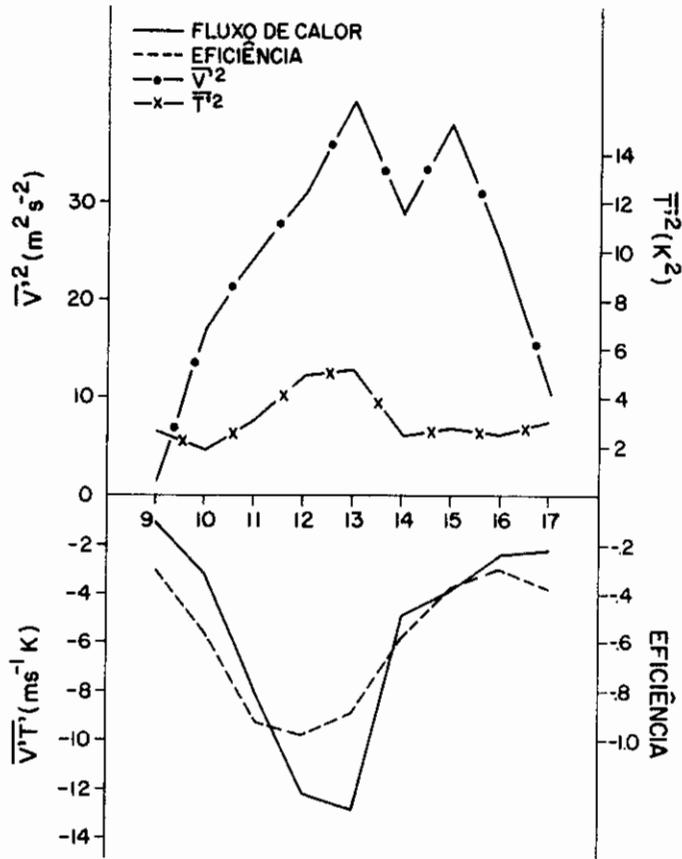


Fig. 3.3 - Variância da velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da temperatura (linha cheia com x), transporte de calor sensível (linha cheia) e eficiência em transportar calor sensível (linha tracejada), para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul.

Valores: para o nível de 850hPa; latitude: 50°S; onda: 6; data e horário: dezembro de 1979, às 12:00GMT.

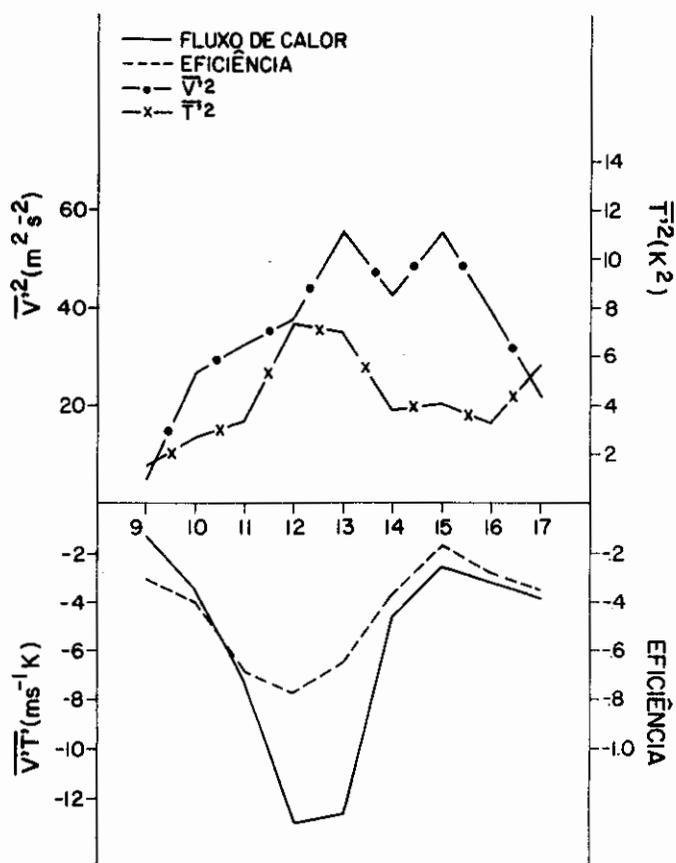


Fig. 3.4 - Variância da velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da temperatura (linha cheia com x), transporte de calor sensível (linha cheia) e eficiência em transportar calor sensível (linha tracejada) para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul.
Nível: 700hPa; latitude: 50°S; onda: 6 data e horário: dezembro de 1979 às 12:00GMT.

A eficiência do transporte de momentum em 300hPa e 40°S, do nível de pressão e da latitude de maior fluxo de momentum neste período, são vistas na Figura 3.5. Nota-se que o máximo em $\overline{V'^2}$ ocorre nos dias 13 e 14 (máximo de energia cinética). O aumento na eficiência nos dias 13 e 14 se ao deve grande aumento do transporte de momentum, mesmo que as variâncias cresçam (Equação 2.56). O aumento na variância de u está associado ao pequeno transporte de momentum, que faz o valor de E_1 diminuir. E_2 é em geral

maior que E_1 , isto é, o transporte de calor é mais eficiente que o transporte de momentum, como pode ser observado comparando as Figuras 3.3 e 3.5. Como complemento do estudo da eficiência do transporte de calor e momentum da onda de média escala, analisa-se um caso de verão na próxima seção.

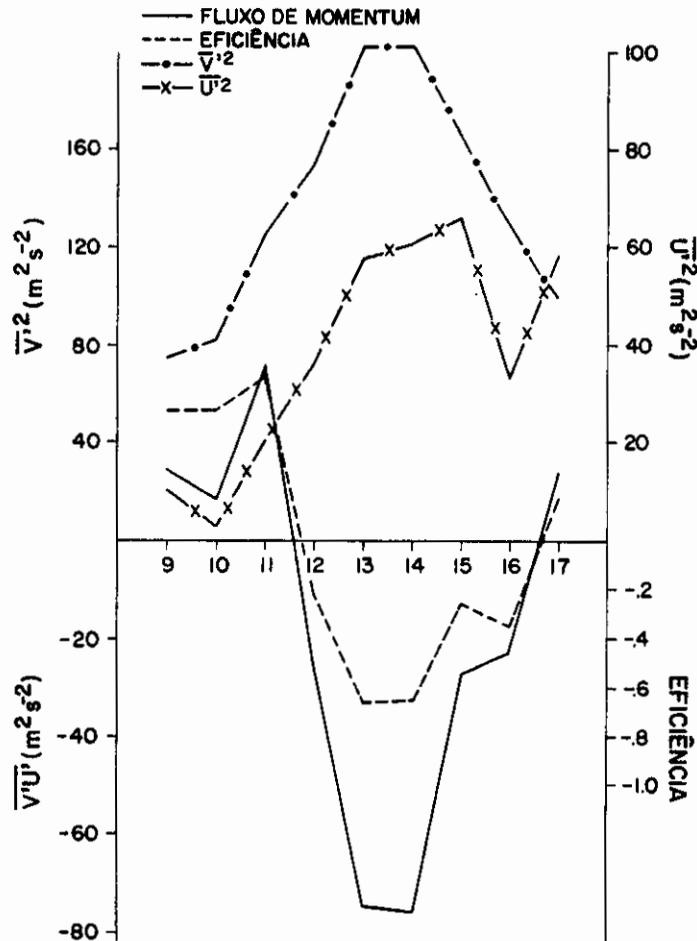


Fig. 3.5 - Variância da velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da velocidade zonal (linha cheia com x), transporte de momentum (linha cheia) e eficiência em transportar momentum (linha tracejada).
Nível: 300hPa; latitude: 40°S; onda 6; data e horário: dezembro de 1979 às 12:00GMT.

3.1.1 - NÚMERO DE ONDA DE 4 A 7 (k = 4,7)

Estudos recentes têm demonstrado que as ondas de média escala ($k = 4$ a 7) dominam a atmosfera no verão do Hemisfério Sul. Randel e Stanford (1985a), usando dados de três verões, estudaram a dinâmica destas ondas e encontraram excelente concordância com as ondas baroclínicas de média escala modeladas (Simmons e Hoskins, 1978).

Para o estudo da eficiência dos transportes de calor e momentum destas ondas, selecionou-se um verão (dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979), já que muitos resultados são similares de um verão para outro. As latitudes de maior transporte de calor e momentum neste verão são 45°S e 40°S , respectivamente. As Figuras 3.6, 3.8 e 3.10 mostram a eficiência do transporte de calor em 700hPa (nível de maior transporte de calor). Observa-se que o ciclo de vida de uma onda baroclínica, melhor definido, com período de 8 dias é de 4 a 11/12/1978, com maior transporte de calor e eficiência no dia 08 (Figura 3.6). Os valores de V'^2 e T'^2 têm seus máximos no dia 09, o que faz com que a eficiência deste dia diminua 50% do seu valor máximo do dia anterior.

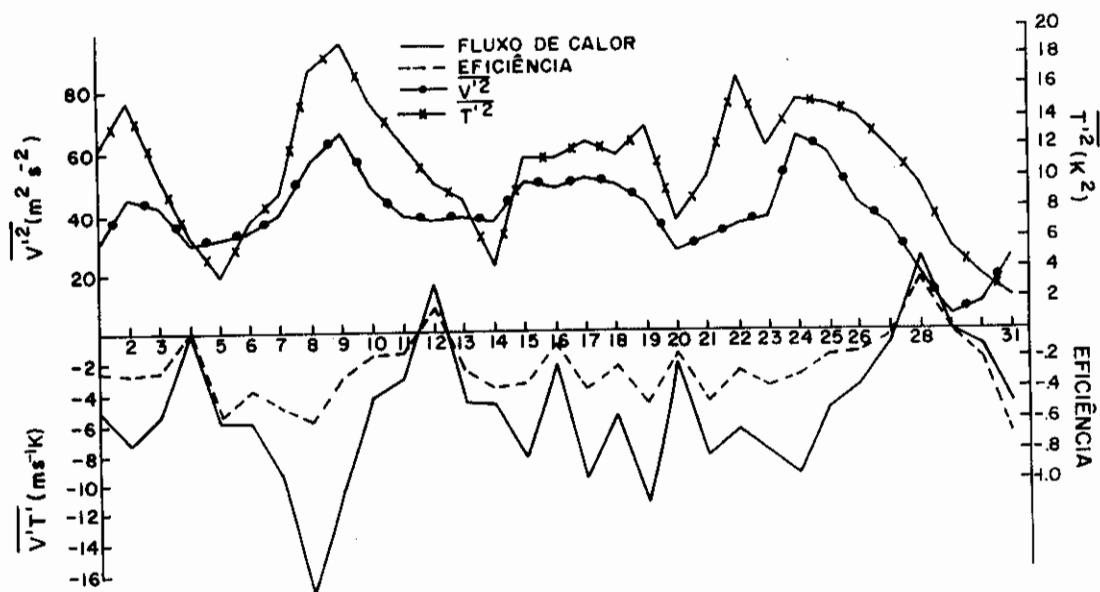


Fig. 3.6 - Variância da velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da temperatura (linha cheia com x), transporte de calor sensível (linha cheia) e eficiência em transportar calor sensível (linha tracejada) para o ciclo de vida de uma perturbação baroclínica no verão do Hemisfério Sul. Valores: para o nível de 700hPa; latitude: 45°S; número de onda: de 4 a 7; data e horário: dezembro de 1978 às 12:00GMT.

Como já foi citado no início deste capítulo, o transporte de momentum é máximo nos altos níveis (300hPa e 200hPa). Assim, o nível de 300hPa foi escolhido para análise da eficiência do transporte de momentum no verão de dezembro de 78, janeiro e fevereiro de 1979 (Figuras 3.7, 3.9 e 3.11). O ciclo observado na Figura 3.6 pode também ser visto na Figura 3.7, sendo o dia de maior transporte de momentum dois dias depois do máximo de transporte de calor. A eficiência é máxima no dia 11/12 (Figura 3.7) devido à diminuição de U'^2 e V'^2 . De 29/12/1978 a 03/01/1979, de 03 a 08/01, de 11 a 17/01 e de 17 a 22/01 são notados vários ciclos de vida da onda baroclínica (Figura 3.8), sendo os dias de máximo transporte de calor e eficiência: 01, 06, 14

e 20, respectivamente. O máximo de energia cinética ocorre um dia depois do máximo de transporte de calor.

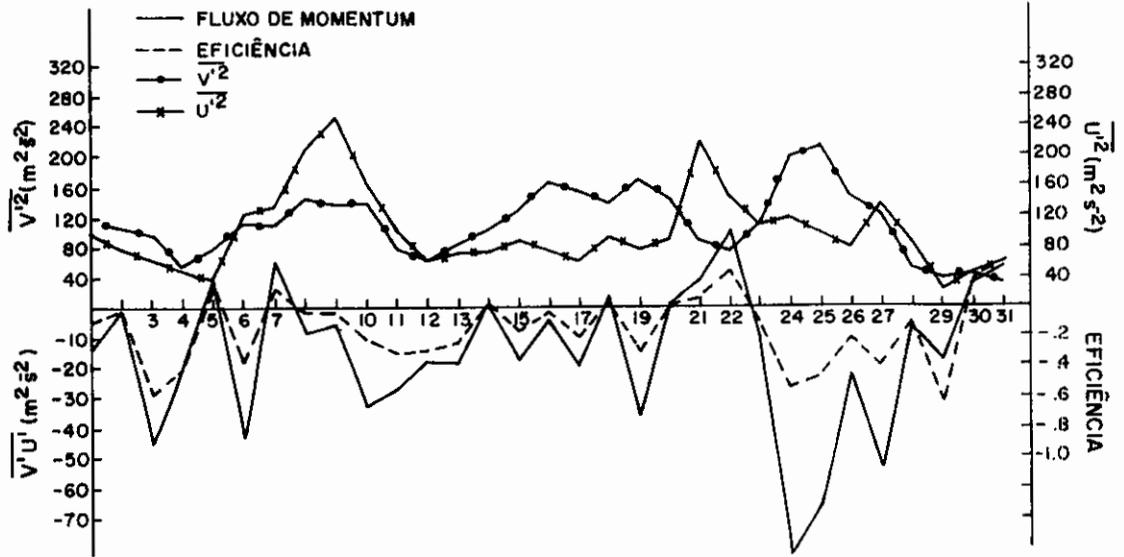


Fig. 3.7 - Variância da velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da velocidade zonal (linha cheia com x), transporte de momento (linha cheia) e eficiência em transportar momento (linha tracejada).
Nível: 300hPa; latitude: 40°S; número de onda: 4 a 7; data e horário: dezembro de 1978, às 12:00GMT.

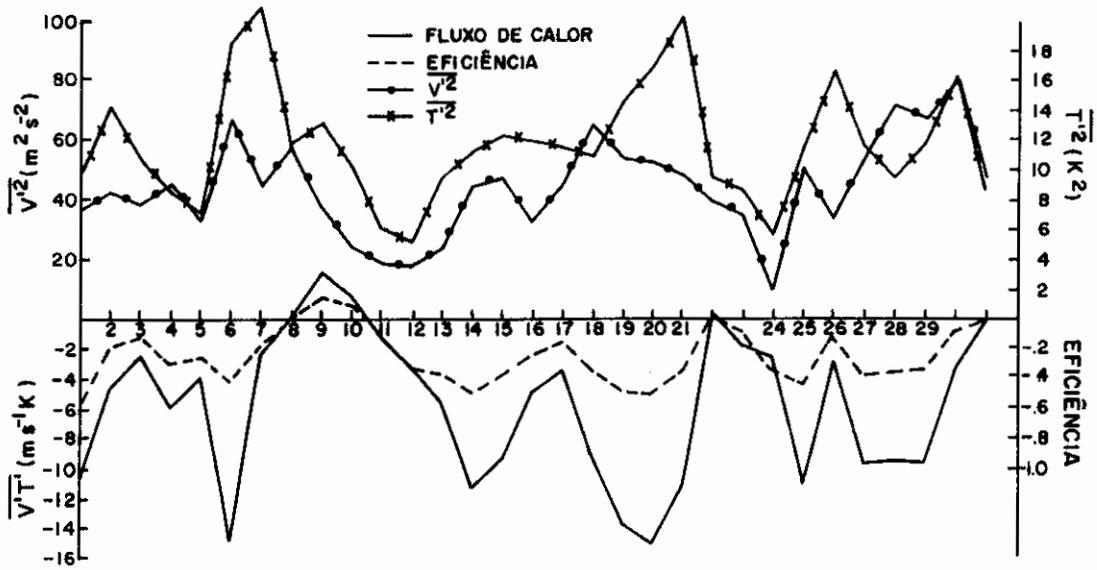


Fig. 3.8 - Variância da velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da temperatura (linha cheia com x), transporte de calor sensível (linha cheia) e eficiência em transportar calor (linha tracejada).
 Nível: 700hPa; latitude: 45°S; número de onda: 4 a 7; data e horário: janeiro de 1979 às 12:00GMT.

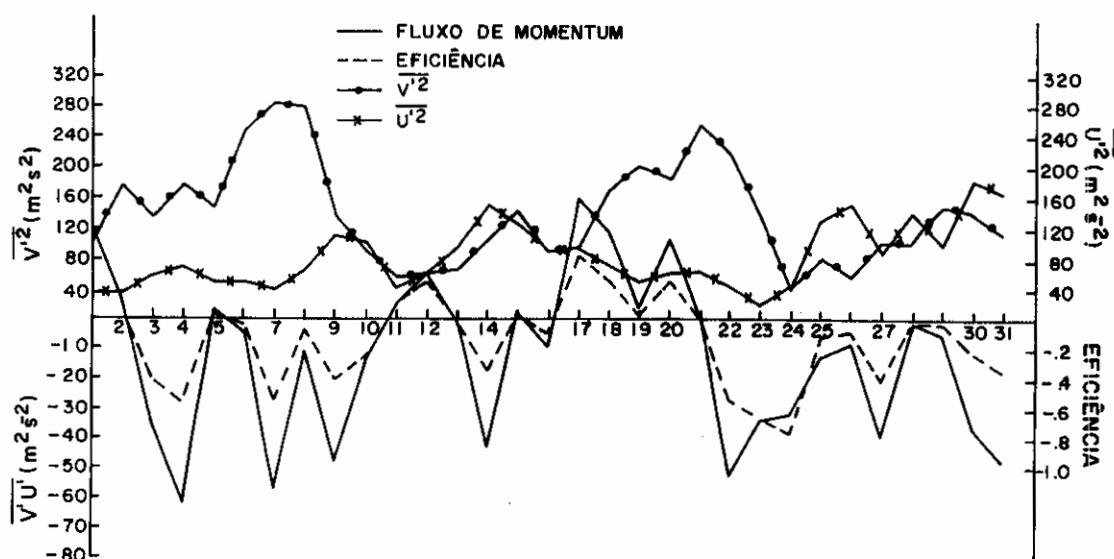


Fig. 3.9 - Variância da velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da velocidade zonal (linha cheia com x), transporte de momentum (linha cheia) e Eficiência em transportar momentum (linha tracejada).

Nível: 300hPa; latitude: 40°S; número de onda: 4 a 7; data e horário: janeiro de 1979 às 12:00GMT.

Estes ciclos mostrados nas Figuras 3.6 e 3.8 indicam que o crescimento baroclínico precede o pico na energia cinética da onda por aproximadamente um dia. O período do ciclo de vida da onda baroclínica visto no transporte de momentum é menor quando comparado ao ciclo de vida da onda no transporte de calor; os dias de maior transporte de momentum ocorrem geralmente um a dois dias após ao máximo de transporte de calor. Em fevereiro de 1979 (Figura 3.10) nota-se um ciclo de 18 a 24/02, com o transporte de calor bastante pronunciado no dia 22/02 e uma eficiência em torno de 0,6. Este mesmo ciclo é observado na Figura 3.11, com um período bem menor (21 a 24/02). Nesta figura o dia de maior transporte de momentum ocorre um dia depois do máximo de transporte de calor (Figura 3.10), com uma eficiência em torno de 0,4. A correlação observada entre o dia de maior crescimento da onda baroclínica e sua

energia cinética nas Figuras 3.6 a 3.11 sugere que o pico no crescimento baroclínico ocorre aproximadamente um dia antes do pico de energia cinética da onda, e que ela mantém um estado de maturidade por vários dias, seguido por um máximo em decaimento barotrópico 1 a 3 dias depois do máximo de energia cinética da onda baroclínica.

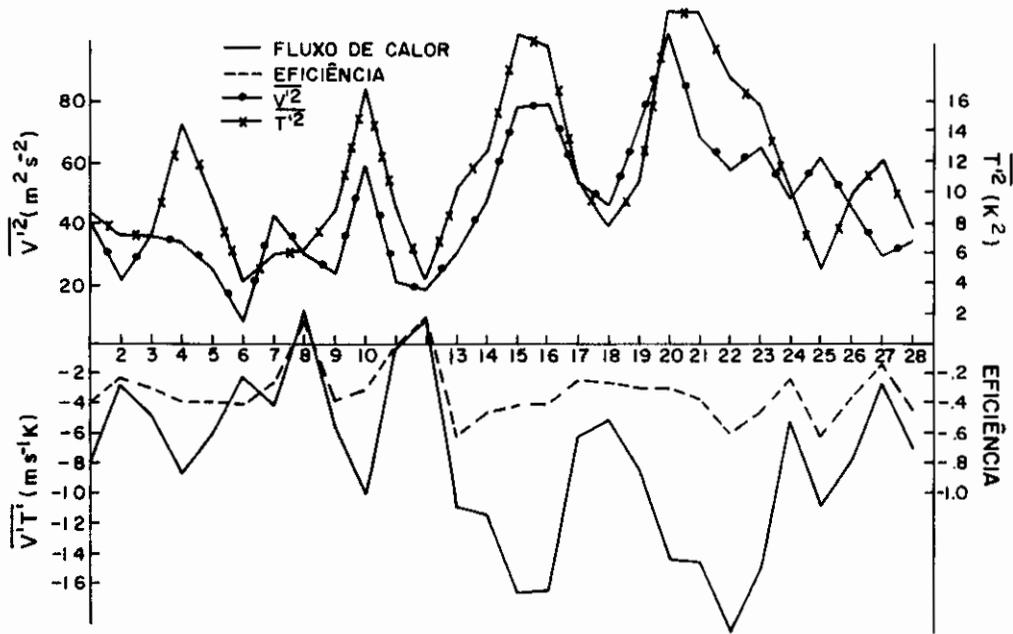


Fig. 3.10 - Variância da velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da temperatura (linha cheia com x), transporte de calor sensível (linha cheia) e eficiência em transportar calor sensível (linha tracejada).
Nível: 700hPa; latitude: 45°S; número de onda: 4 a 7; data e horário: fevereiro de 1979 às 12:00GMT.

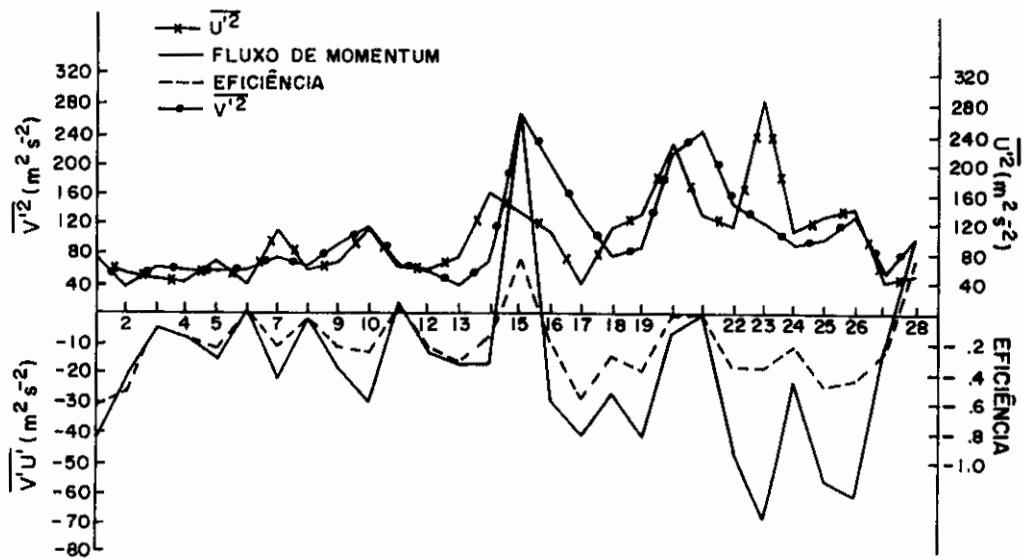


Fig. 3.11 - Variância de velocidade meridional (linha cheia com ponto), variância da velocidade zonal (linha cheia com x), transporte de momentum (linha cheia) e eficiência em transportar momentum (linha tracejada).
 Valores: para o nível de 300hPa; latitude: 40°S ; número de onda: 4 a 7; data e horário: fevereiro de 1979 às 12:00GMT.

CAPÍTULO 4

ENERGÉTICA

4.1 - ENERGÉTICA DAS ONDAS BAROCLÍNICAS

Neste capítulo apresenta-se o ciclo clássico de energia de uma onda baroclínica em desenvolvimento através das equações de Saltzman (1957). Os resultados de P_Z , P_E , K_E e K_Z foram integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75°S. Um aspecto a ser enfatizado é a transformação de P_E em K_E , ou vice-versa, através do termo $\overline{\omega'\alpha'}$, tendo o cálculo da velocidade vertical sido obtido através da equação da vorticidade quase-geostrófica e α por meio da aproximação hidrostática, os quais são detalhados no Capítulo 2. Vale ressaltar que essa transformação não foi obtida por Randel e Stanford (1985a e c). Um outro aspecto importante é a interação da onda de média escala com o fluxo médio zonal mostrado para onda 6 e para o número de onda de 4 a 7 através do estudo da energética.

A variação temporal da quantidade de energia e suas transformações durante o ciclo de vida da onda baroclínica são observadas nas figuras a seguir.

A Figura 4.1 mostra a energia cinética e o termo de conversão de P_E em K_E , da onda 6, em dezembro de 1979. Observa-se uma correlação negativa, ou seja, com o aumento negativo de $C (K_E , P_E)$ tem-se crescimento positivo da energia cinética turbulenta da onda. Esta correlação é devida à transformação de P_E em K_E ocorrer através de uma circulação térmica direta na vertical, ou seja, o ar quente ascende ($\omega < 0$, $\alpha > 0$) e o ar frio subside ($\omega > 0$, $\alpha < 0$), então $\overline{\omega'\alpha'}$ é menor que zero.

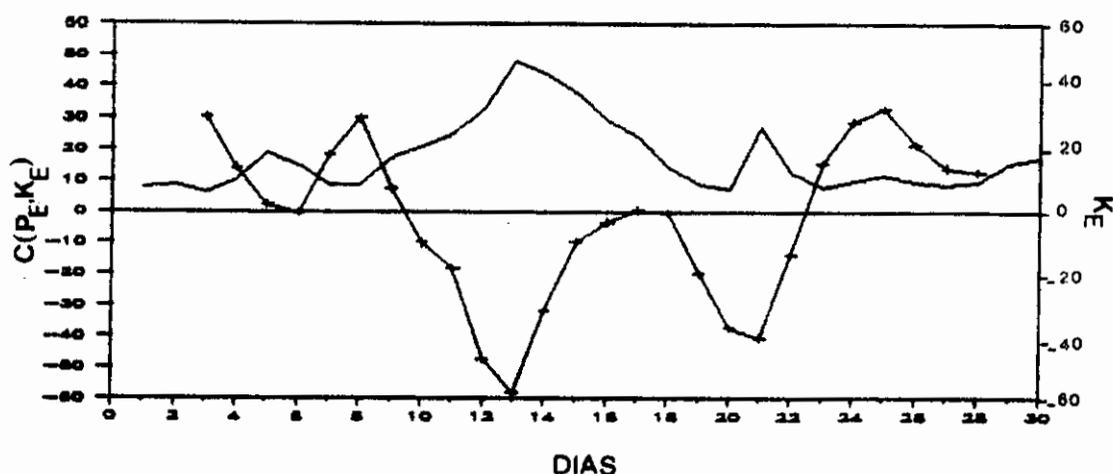


Fig. 4.1 - $C(P_E, K_E)$ (curva suavizada, usando média de três dias) (linha cheia com cruz) e energia cinética turbulenta (K_E) (linha cheia), com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data e horário: dezembro de 1979 às 12:00GMT; número de onda: 6; unidade: $C(P_E, K_E) 10^2 \text{ J Kg}^{-1} \text{ d}^{-1}$ e $K_E 10^2 \text{ J Kg}^{-1}$.

Através da Figura 4.1 pode-se acompanhar o caso "limpo" estudado por Randel e Stanford (1985c), com início no dia 09/12, passando pelo máximo no dia 13/12 e dissipando-se torno do dia 17/12. No dia 09/12 tem-se $\overline{\omega'\alpha'} > 0$, conseqüentemente pequena energia cinética turbulenta, pois a energia potencial disponível turbulenta está aumentando devido à transformação de energia cinética, que diminui. A partir do dia 10/12, $\overline{\omega'\alpha'} < 0$ ($C(K_E, P_E) < 0$), iniciando-se a conversão de P_E em K_E ; conseqüentemente o crescimento da energia cinética turbulenta da onda baroclínica atinge o máximo no dia 13/12. Observa-se que as duas séries de tempo da Figura 4.1 são inversamente proporcionais, com seus picos no dia 13/12, dia de maior crescimento da onda baroclínica. Isso mostra uma significativa correlação negativa nas duas curvas para dias simultâneos. O termo de conversão ($C(P_E, K_E)$) começa a aumentar a partir do dia 14/12; e conseqüentemente

há diminuição de energia cinética turbulenta até o término deste ciclo no dia 17/12. O dia 14/12 é o início do estágio de decaimento barotrópico da onda, um dia depois do máximo de energia cinética.

Outro ciclo de vida da onda baroclínica pode ser observado na Figura 4.1, de 17/12 a 23/12, passando pelo máximo no dia 21/12. Nota-se neste ciclo que o período e os valores máximos das duas curvas são pequenos quando comparado com o caso "limpo" estudado por Randel e Stanford (1985c). A correlação negativa observada nas duas curvas da Figura 4.1 sugere que a onda mantém um estado de maturidade, seguido por um máximo em decaimento barotrópico, um dia depois do máximo de energia cinética.

A Figura 4.2 mostra o coeficiente de correlação linear entre essas duas séries de tempo, com dias simultâneos, e a diferença de 1, 2 e 3 dias, que quantificam a relação temporal vista na Figura 4.1. Fez-se o termo de conversão de energia potencial disponível turbulenta e energia cinética turbulenta com atraso de um, dois e três dias em relação à energia cinética turbulenta, e obtiveram-se os valores dos coeficientes de correlação linear de -1, -2 e -3, respectivamente. Fazendo a energia cinética turbulenta com atraso de 1, 2 e 3 dias em relação à conversão de energia potencial disponível turbulenta e energia cinética turbulenta, obteve-se o coeficiente de correlação de 1, 2 e 3, respectivamente. Observa-se que o coeficiente cresce até a correlação de -1 e continua alto no próximo dia, com o coeficiente de correlação zero, que depois decresce. Isto quer dizer que o pico de transformação de energia potencial disponível turbulenta em cinética ocorre no mesmo dia do pico de energia cinética turbulenta ou precede-o em um dia.

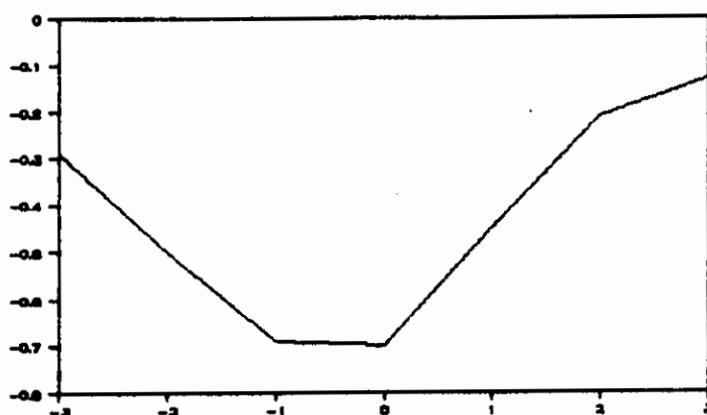


Fig. 4.2 - Coeficiente de correlação linear entre as curvas da Figura 4.1 ($C(P_E, K_E)$ e K_E) para dias simultâneos e com diferença de 1, 2 e 3 dias.

Os outros termos de transformação de energia ($C(P_Z, P_E)$, $C(K_E, K_Z)$) podem ser vistos na Figura 4.3. Observa-se que o máximo de $C(P_Z, P_E)$ ocorre no mesmo dia do maior valor de P_E (dia 13/12), dia de maior crescimento da onda baroclínica. Nota-se também que as curvas de conversões possuem grandes variações com períodos pequenos, o que mostra que as conversões de uma forma de energia em outra são bastante ativas na troposfera. O pico na conversão de energia cinética da onda de média escala em energia cinética zonal ocorre no dia 14/12, um dia depois do pico de energia cinética turbulenta. Este dia é o início da fase de decaimento da onda baroclínica até o término deste ciclo (17/12/79).

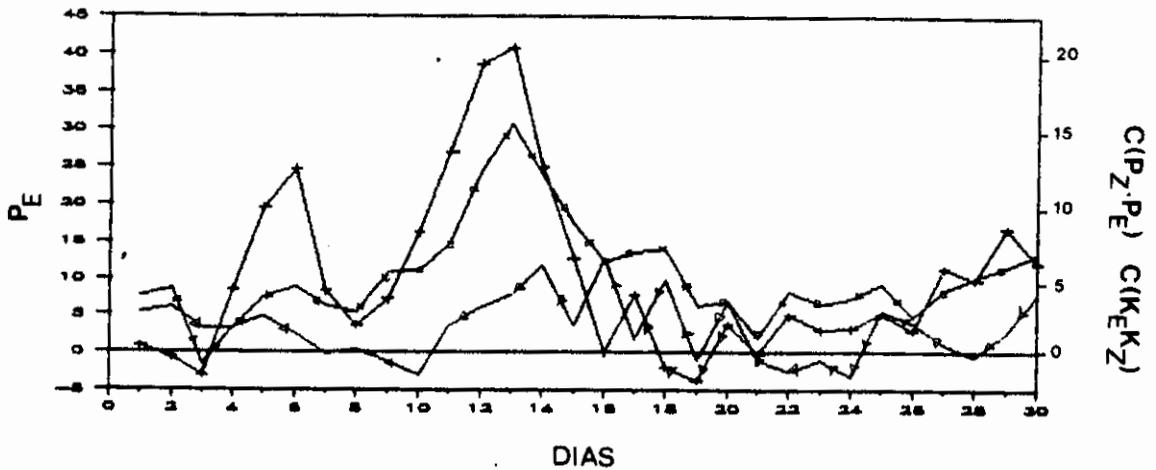


Fig. 4.3 - $C(P_Z, P_E)$ (linha cheia com cruz), P_E (linha cheia com quadrado) e $C(K_E, K_Z)$ (linha cheia com triângulo), com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S.

Data e horário: dezembro de 1979 às 12:00GMT; número de onda: 6; unidade: $C(P_Z, P_E)$, $C(K_E, K_Z)$ $10^2 \text{ J Kg}^{-1}\text{d}^{-1}$ e P_E 10^2 J Kg^{-1} .

A Figura 4.4 mostra a conversão de P_E e K_E e da energia cinética turbulenta para um verão (dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979). Nota-se uma baixa correlação entre as duas curvas, o que sugere que a convecção esteja influenciando na velocidade vertical e, conseqüentemente no termo de conversão $\overline{\omega'\alpha'}$. A Figura 4.5 mostra o coeficiente de correlação linear entre essas duas séries de tempo, quantificando a relação temporal vista na Figura 4.4. A correlação esperada seria negativa, pois, como já foi mostrado, para $\overline{\omega'\alpha'}$ menor que zero tem-se o aumento de energia cinética turbulenta devido à transformação de energia potencial disponível que diminui. Sendo assim, considera-se -1 a melhor correlação, pois nesta correlação tem-se o menor valor positivo. Isto quer dizer que o pico no termo de conversão de energia potencial disponível turbulenta e energia cinética precede o pico de energia cinética turbulenta em um dia.

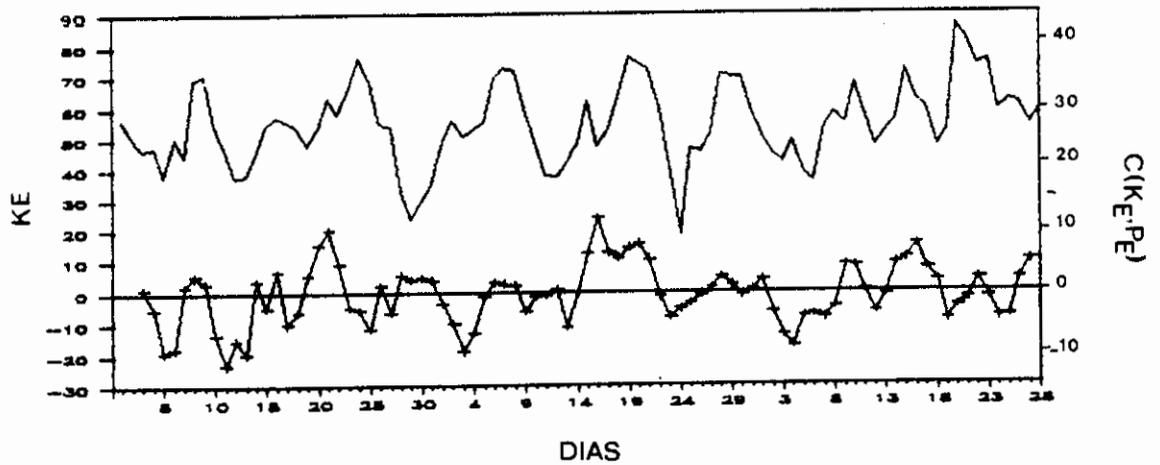


Fig. 4.4 - $C(K_E, P_E)$ (curva suavizada usando média de três dias) (linha cheia com cruz) e K_E (linha cheia), com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data e horário: dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979 às 12:00GMT; número de onda: de 4 a 7; unidade: $C(K_E, P_E)$ $10^2 \text{J Kg}^{-1} \text{d}^{-1}$ e K_E 10^2J Kg^{-1} .

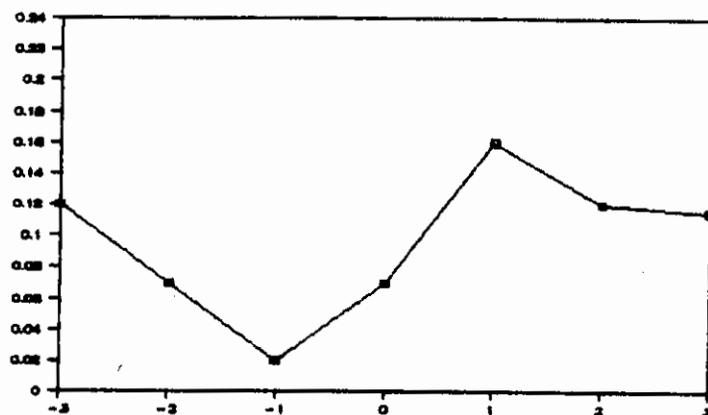


Fig. 4.5 - Coeficiente de correlação linear entre as curvas da Figura 4.4 ($C(K_E, P_E)$ e K_E) para dias simultâneos e com diferença de 1, 2 e 3 dias.

A transformação da energia potencial disponível zonal em turbulenta e a energia potencial disponível turbulenta da onda de média escala são vistas na Figura 4.6, considerando o mesmo verão. A correlação sugerida pelas curvas de P_E e $C(P_Z, P_E)$ apresenta uma diferença de 0 a 2 dias em seus picos, o que indica que o maior valor na transformação de P_Z em P_E precede o pico de energia potencial disponível da onda por um tempo na ordem de 0 a 2 dias.

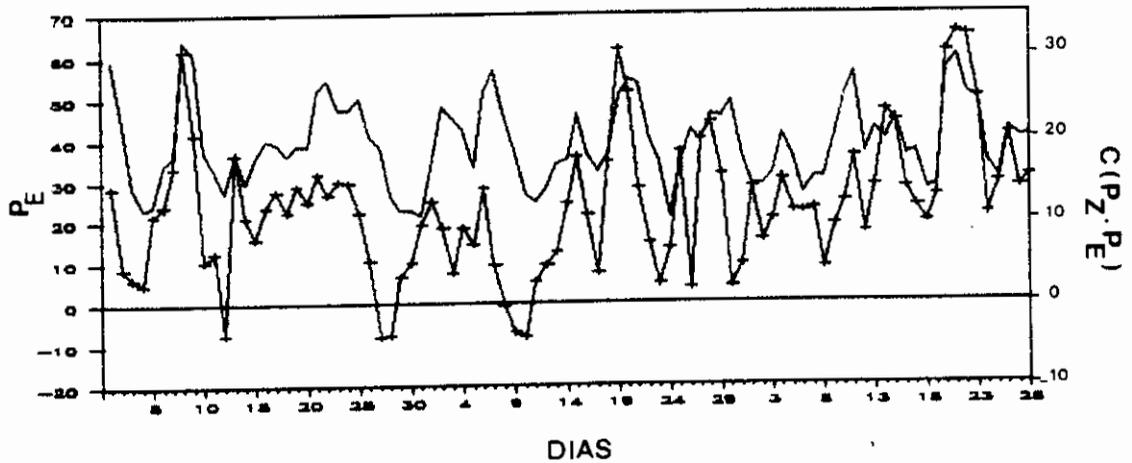


Fig. 4.6 - $C(P_Z, P_E)$ (linha cheia com cruz) e P_E (linha cheia), com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data e horário: dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979 às 12:00GMT; número de onda: de 4 a 7; unidade: $C(P_Z, P_E) 10^2 \text{ J Kg}^{-1} \text{ d}^{-1}$ e $P_E 10^2 \text{ J Kg}^{-1}$.

A energia potencial disponível turbulenta e a energia cinética turbulenta para número de onda de 4 a 7 são observados nas Figuras 4.7 e 4.8 para dois verões, dezembro de 1977, janeiro e fevereiro de 1978, e dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979, respectivamente. Observa-se que o crescimento de K_E da onda de média escala (número de onda de 4 a 7) está associado com o crescimento da energia potencial disponível. Esta associação foi quantificada através do cálculo do coeficiente de correlação linear entre essas duas séries de tempo visto nas Figuras 4.7 e 4.8. Observa-se o coeficiente de correlação linear em torno de 0,8 nos dois verões (na parte de cima à direita, nas Figuras 4.7 e 4.8), mostrando uma alta correlação entre essas duas formas de energia.

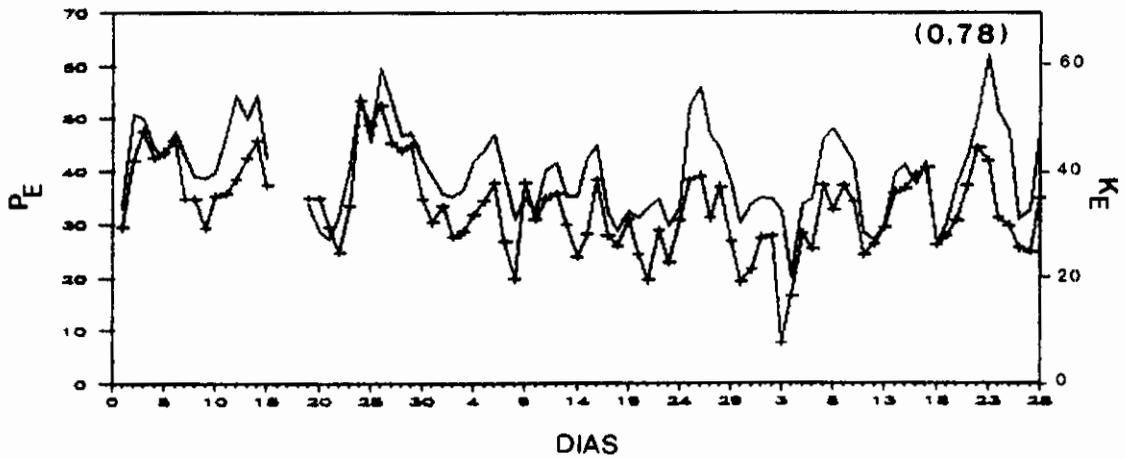


Fig. 4.7 - P_E (linha cheia com cruz) e K_E (linha cheia), com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data e horário: dezembro de 1977, janeiro e fevereiro de 1978 às 12:00GMT; número de onda: de 4 a 7; unidade: 10^2 J Kg^{-1} .

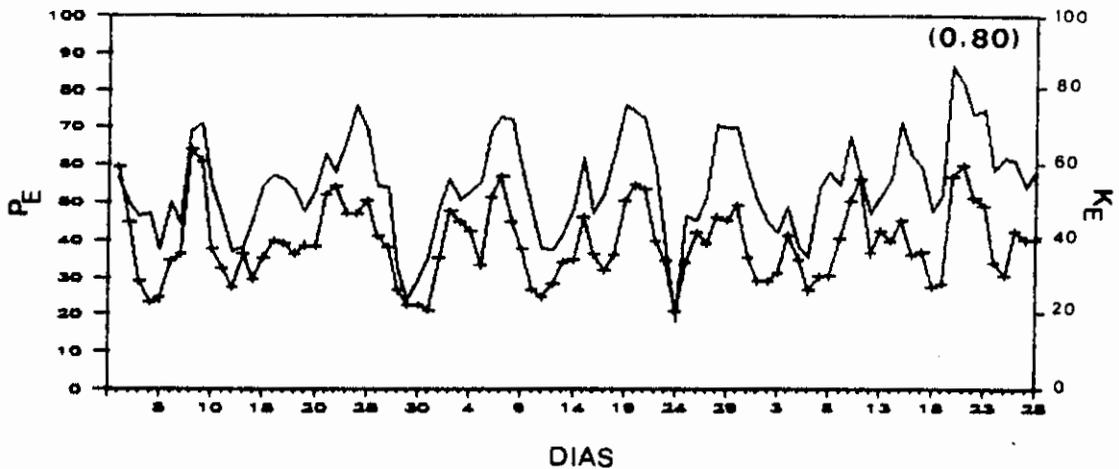


Fig. 4.8 - P_E (linha cheia com cruz) e K_E (linha cheia), com valores integrado verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data e horário: dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979 às 12:00GMT; número de onda: de 4 a 7; unidade: 10^2 J Kg^{-1} .

4.2 - INTERAÇÃO ENTRE A ENERGIA DA ONDA DE MÉDIA ESCALA E O FLUXO ZONAL MÉDIO

Variações temporais na energia média zonal e na energia da onda de média escala ($k = 4,7$) para dois verões (dezembro de 1977, janeiro e fevereiro de 1978 e dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979) são mostradas nas Figuras 4.9 e 4.10. A Figura 4.11 corresponde a dezembro de 1979 para onda 6. Observam-se grandes variações nas duas séries de tempo em cada figura, com escala de tempo da ordem de 10 a 20 dias. As figuras mostram que o crescimento na energia da onda de média escala está associada ao decréscimo da energia do fluxo zonal médio. Isto demonstra que a energia está fluindo entre o fluxo zonal médio e a onda de média escala.

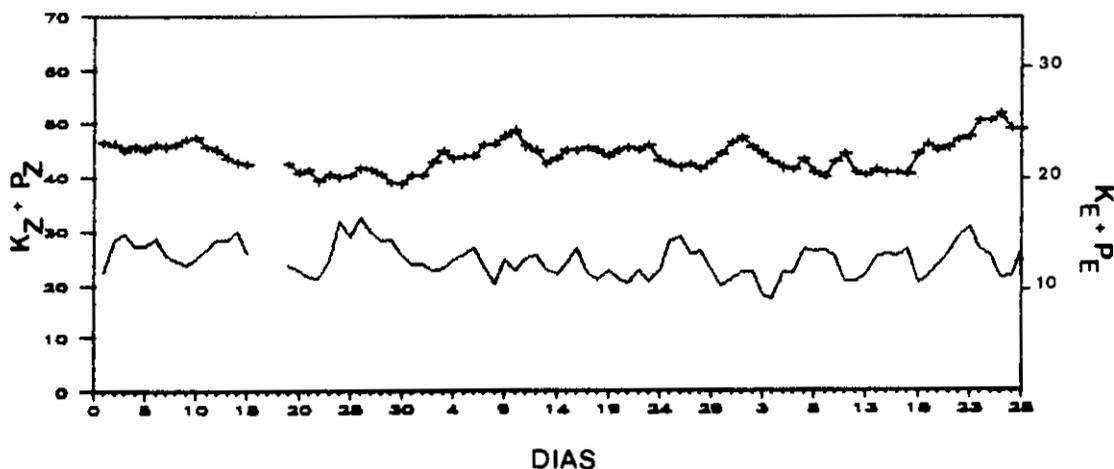


Fig. 4.9 - $P_z + K_z$ (linha cheia com cruz) e $P_E + K_E$ (linha cheia), com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data e horário: dezembro de 1977, janeiro e fevereiro de 1978 às 12:00GMT; número de onda: de 4 a 7; unidade: 10^3 J Kg^{-1} .

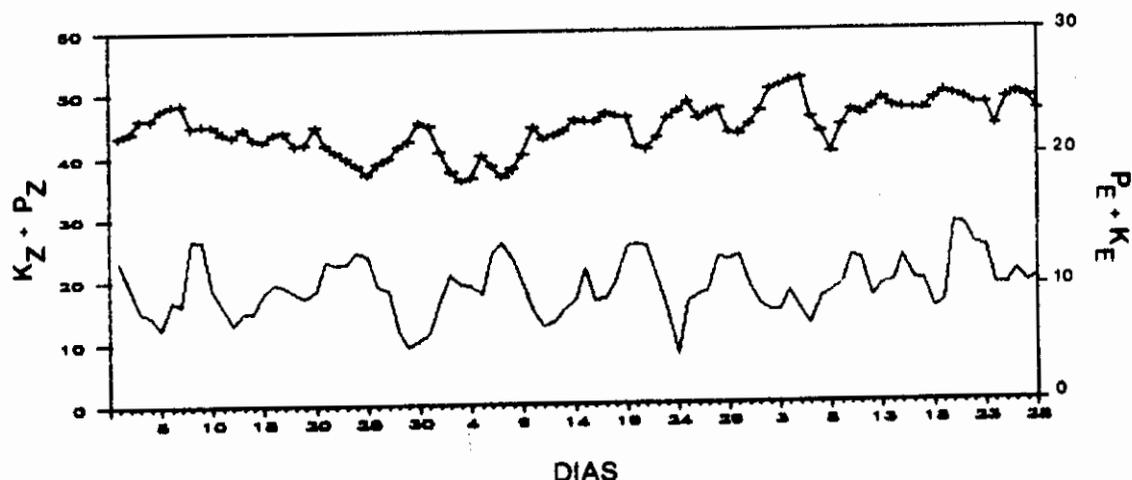


Fig. 4.10 - $P_Z + K_Z$ (linha cheia com cruz) e $P_E + K_E$ (linha cheia), com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data e horário: dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979 às 12:00GMT; número de onda: de 4 a 7; unidade: 10^3 J Kg^{-1} .

Pode-se dizer que fisicamente a configuração do ciclo oscila entre altamente perturbado e zonalmente simétrico. Pode-se citar como exemplo dois dias nas Figuras 4.9 e 4.10 em que o fluxo é predominantemente zonal e dois em que é dominado pelas ondas de média escala. Citam-se na Figura 4.9 (26/12/1977 e 23/02/1978) e na Figura 4.10 (08/12/1978 e 20/02/1979) dias em que o fluxo é dominado pelas ondas de média escala. O fluxo é predominantemente zonal; por exemplo em 10/01/1978 e 26/02/1978 (Figura 4.9); 30/12/1978 e 06/02/1979 (Figura 4.10). O caso "limpo" encontrado por Randel e Stanford (1985c) é um exemplo do fluxo dominado pela onda de média escala com maior valor no dia 13/12/1979 (Figura 4.11).

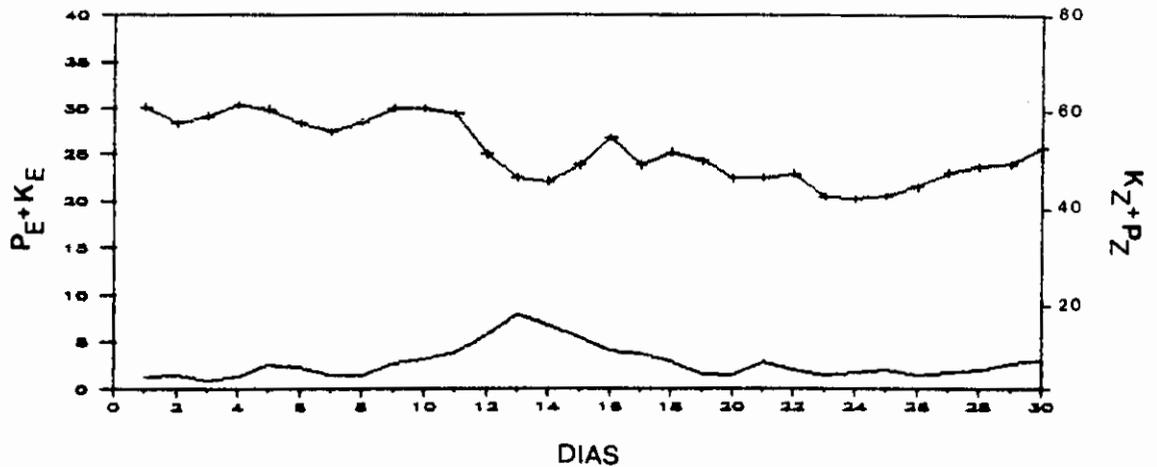


Fig. 4.11 - $P_Z + K_Z$ (linha cheia com cruz) e $P_E + K_E$ (linha cheia com quadrado), com valores integrados verticalmente de 850 a 100hPa e latitudinalmente de 25° a 75° S. Data e horário: dezembro de 1979 às 12:00GMT; número de onda: 6; unidade: 10^3 J Kg^{-1} .

Estes argumentos demonstram que a troca de energia entre a onda de média escala e o fluxo zonal médio é um conceito válido para descrever a atmosfera de verão do Hemisfério Sul (Randel e Stanford, 1985a). A Figura 4.12 mostra o coeficiente de correlação linear entre essas séries de tempo para dias simultâneos e com diferença de 1, 2 e 3 dias, quantificando a relação temporal vista nas Figuras 4.9, 4.10 e 4.11. A correlação observada sugere que o fluxo, ora dominado pelas ondas de média escala, ora predominantemente zonal, tem um período da ordem de 6 dias. Então conclui-se que a onda de média escala resulta da troca de energia baroclínica com o fluxo zonal médio.

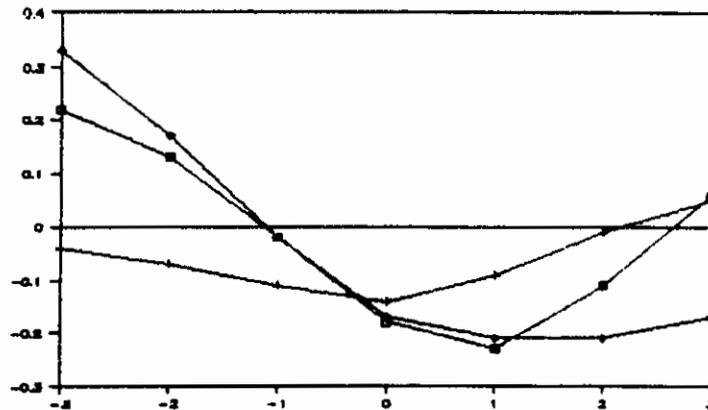


Fig. 4.12 - Coeficiente de correlação para as curvas das Figuras 4.9 (linha cheia com cruz), 4.10 (linha cheia com quadrado) e 4.11 (linha cheia com triângulo) para dias simultâneos e diferença de 1, 2 e 3 dias.

4.2 - CARACTERÍSTICAS SINÓTICAS DO CASO "LIMPO"

O objetivo dessa seção é analisar as características sinóticas do caso "limpo" estudada por Randel e Stanford (1985c).

Mostrou-se nos Capítulos 3 e 4 a dominância da onda seis no período de 09 a 17/12/1979, a qual apresenta estruturas distintas nas fases de crescimento baroclínico, maturidade e decaimento barotrópico.

Para análise sinótica, examinaram-se imagens de satélite do GOES-E, no período de 09 a 18/12/1979 e selecionaram-se quatro fotos. Nesta seleção deu-se maior ênfase aos resultados obtidos com dados observados e caracterizaram-se as fases de crescimento baroclínico, maturidade e dissipação.

As Figuras 4.13 a 4.16 são fotos de satélite no infravermelho nos dias 09/12/1979 às 16:46GMT,

13/12/1979 às 00:19GMT, 14/12/1979 às 21:16GMT e 18/12/1979 às 08:16GMT, respectivamente.

As Figuras 4.13 e 4.14 mostram o crescimento supostamente baroclínico de uma onda no Pacífico Sul em direção leste e uma perturbação no sul do continente Sul Americano.



Fig. 4.13 - Imagem de satélite do GOES-E no infravermelho em 09/12/1979, às 16:46GMT.

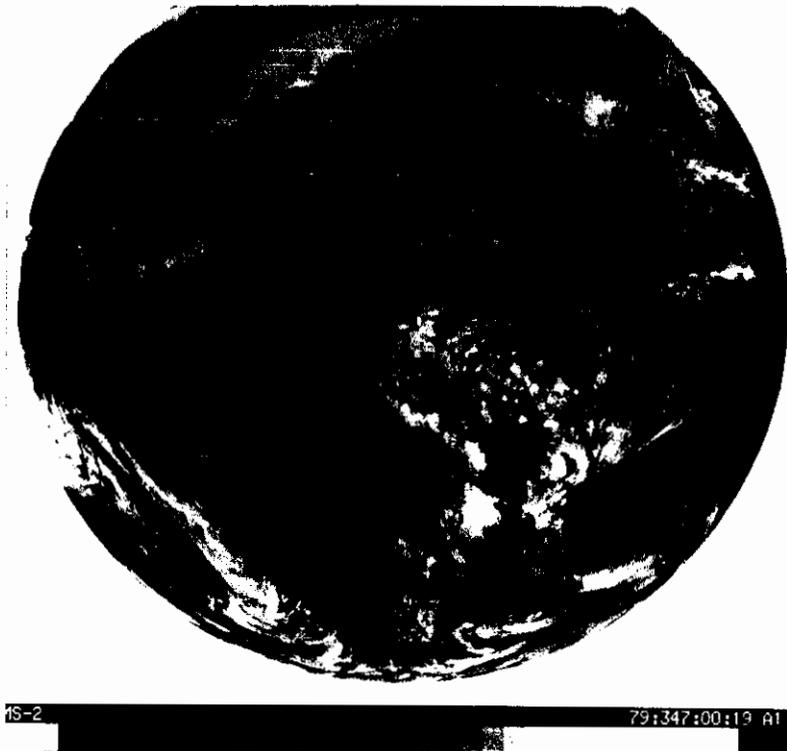


Fig. 4.14 - Imagem de satélite do GOES-E no infravermelho em 13/12/1979, às 00:19GMT.

A Figura 4.15 mostra a onda em seu desenvolvimento máximo, que indica que o dia 14/12/1979 é o de maior crescimento da onda baroclínica. A extensão meridional reflete a sua grande amplitude. Nota-se também um sistema convectivo bastante intenso no Continente Sul-Americano. Nas imagens de satélite refletiu-se o dia 14/12 como o de maior desenvolvimento da onda baroclínica, mostrando um atraso de aproximadamente 24 horas, dos resultados obtidos com dados observados. Este atraso é perfeitamente justificável, pois é através de nebulosidade convectiva associada à instabilidade baroclínica que é refletido o desenvolvimento de um distúrbio em imagens de satélite, a qual pode perfeitamente ter um atraso de 24 horas na sua manifestação.

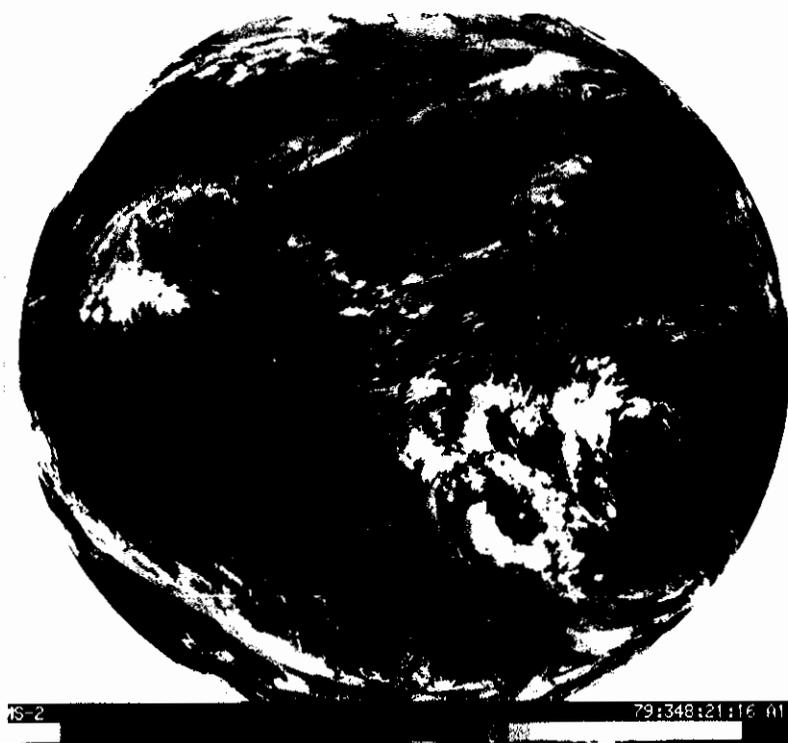


Fig. 4.15 - Imagem de satélite do GOES-E no infravermelho em 14/12/1979, às 21:16GMT.



Fig. 4.16 - Imagem de satélite do GOES-E no infravermelho em 18/12/1979, às 08:16GMT.

CAPÍTULO 5

ERROS GEOSTRÓFICOS

5.1 - VALIDADE DA APROXIMAÇÃO GEOSTRÓFICA E HIDROSTÁTICA

Neste capítulo é examinada a validade da aproximação geostrófica e hidrostática nos cálculos dos transportes de calor e de momentum, e da energética da onda baroclínica, nos nove dias do caso "limpo" estudado por Randel e Stanford (1985c), no verão do Hemisfério Sul.

Boville (1987) mostra que os erros geostróficos encontrados nas quantidades derivadas do campo do vento, do mesmo modo que os transportes de momentum e de calor, são maiores do que os erros encontrados no campo do vento zonal no inverno do Hemisfério Norte.

Como nem sempre se observa o que mostra a teoria, o caso "limpo", como foi chamado por Randel e Stanford em 1985c, possui características distintas nas fases de crescimento baroclínico, maturidade e decaimento barotrópico, e as quantidades de energia e suas transformações acompanham as características dos estágios neste ciclo, como foi visto no Capítulo 4. Este ciclo descreve muito bem o que mostra a teoria. Surgiu, então, a idéia de examinar a aproximação geostrófica e hidrostática, principalmente neste ciclo, para obter as quantidades do erro geostrófico e hidrostático durante o desenvolvimento e decaimento dessa onda, que no caso corresponde ao número de onda seis.

A Figura 5.1 mostra o erro geostrófico do transporte de momentum ($\overline{U'V'}_{\text{obs}} - \overline{U'V'}_g$) em 300hPa da onda seis, de 09 a 17/12/1979. Na fase de crescimento da onda baroclínica (09 a 13/12) o erro geostrófico é pequeno e

negativo, o que mostra que o vento geostrófico superestima o vento observado no cálculo do transporte de momentum nessa fase nas médias latitudes. Nos dias 13 e 14/12, o vento observado superestima o vento geostrófico nas latitudes médias. O dia 14 é o de maior transporte de momentum, que está associado ao início da fase de decaimento da onda. Nesta fase observa-se diferença negativa nas altas e baixas latitudes. Nota-se nesta figura que, com o aumento no transporte de momentum, cresce o erro geostrófico, ou seja, a onda torna-se não-geostrófica. As latitudes e o dia de maior erro geostrófico correspondem a 50° e 55°S e 14/12, respectivamente. Nesse dia a diferença entre as duas formas de cálculo, com vento geostrófico e observado, acontece em magnitude e direção, causando um erro geostrófico maior que 100% (ver Apêndice A).

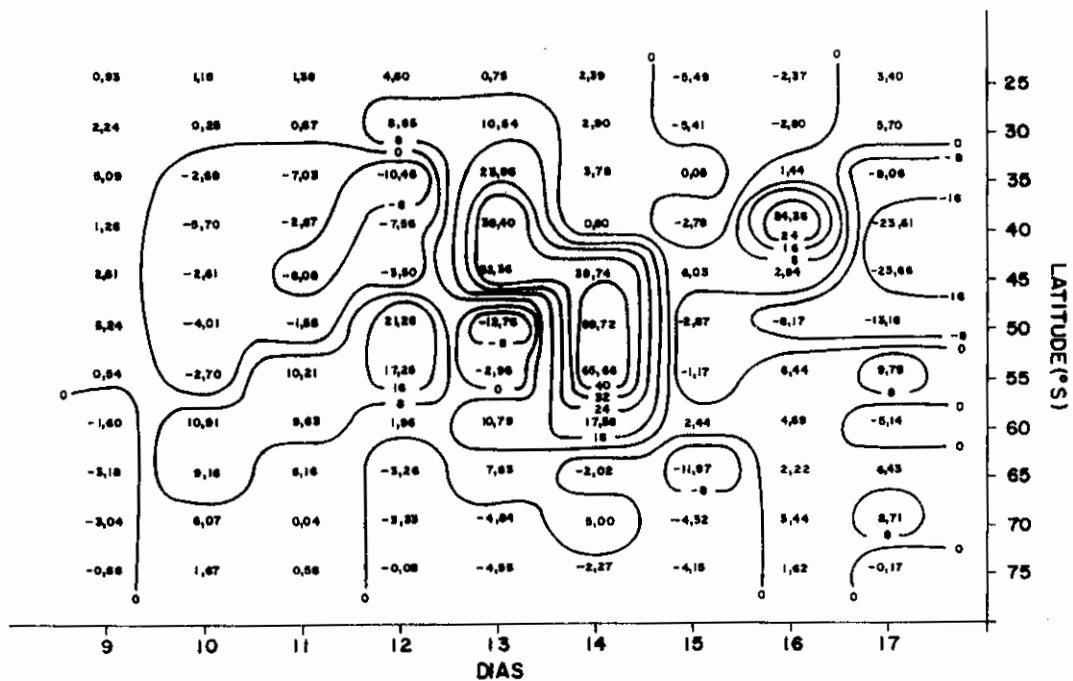


Fig. 5.1 - Isolinhas da diferença entre o transporte de momento calculado com vento observado e com vento geostrófico $(\overline{V'U'}_{obs} - \overline{V'U'}_{geo})$ nas latitudes de 25° a 75°S. Nível: 300hPa; número de onda: 6; Data: 09 a 17/12/1979; unidade: $m^2 s^{-2}$.

No transporte de calor examinam-se as aproximações geostrófica e hidrostática e encontram-se erros geostróficos relativamente menores, mas com características similares aos do transporte de momentum (Figura 5.2). O maior erro geostrófico ocorre no dia de maior crescimento da onda baroclínica (13/12). Então, com o desenvolvimento baroclínico, a onda de média escala torna-se não-geostrófica (ver Figuras 5.1 e 5.2). Na fase de decaimento observa-se diferença negativa nas altas e baixas latitudes (Figura 5.2), o que mostra que o transporte de calor com vento geostrófico e temperatura hidrostática é maior do que o transporte de calor com vento e temperatura observados. O erro geostrófico no transporte de calor é menor onde seu fluxo é relativamente menor. O maior erro geostrófico no transporte de calor fica em torno de 65% (ver Figura 5.2 e Apêndice A), que é menor quando comparado ao erro geostrófico no transporte de momentum. Sugere-se que o erro geostrófico no transporte de calor é menor por ser a aproximação hidrostática uma boa aproximação para a dependência vertical do campo de pressão na atmosfera real. Somente para sistemas intensos de pequena escala é necessário considerar desvios no balanço hidrostático.

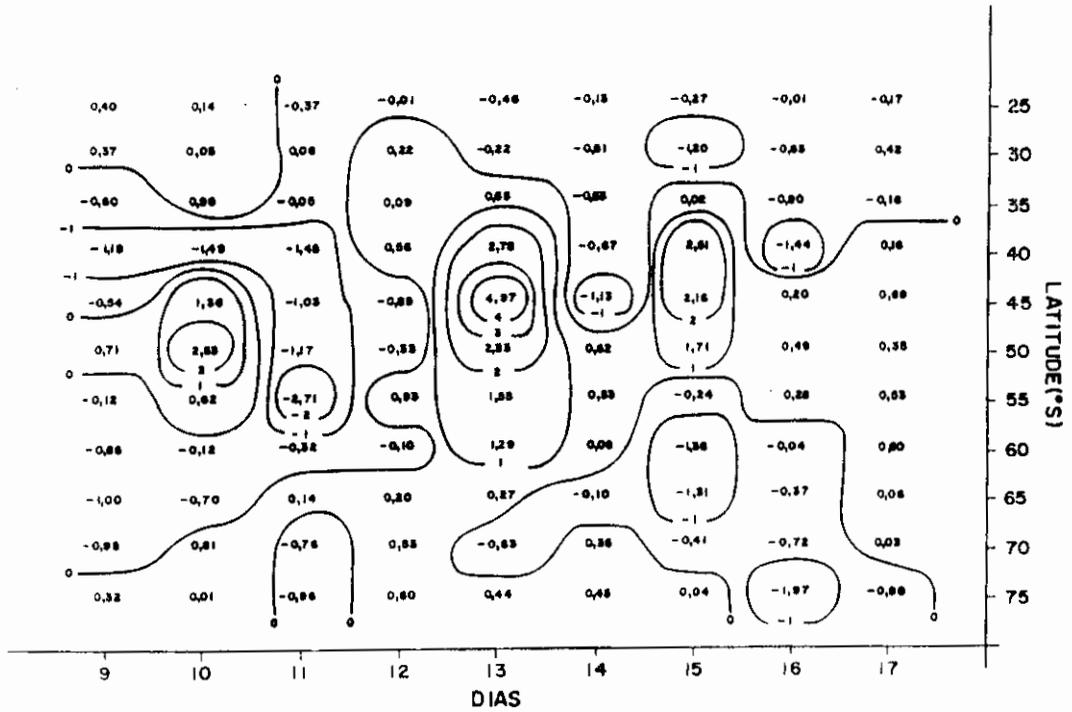


Fig. 5.2 - Isolinhas da diferença entre o transporte de calor calculado com vento e temperatura observados e com vento geostrófico e temperatura hidrostática ($\overline{V'T'}_{\text{obs}} - \overline{V'T'}_{\text{geos}}$) nas latitudes de 25° a 75°S.

Nível: 850hPa; número de onda: 6; Data: 09 a 17/12/1979; unidade: $\text{m s}^{-1}\text{K}$.

A aproximação geostrófica e hidrostática são também examinadas no cálculo do ciclo de energia de uma onda baroclínica em desenvolvimento. As tabelas que se seguem mostram médias de 90 dias do verão do Hemisfério Sul (Tabelas 5.1 e 5.2).

As Tabelas 5.1 e 5.2 mostram médias sazonais de várias formas de energia calculadas com: vento geostrófico e temperatura hidrostática (geostrófico), vento e temperatura observados (observado), diferença entre as duas formas de cálculo de energia (observado - geostrófico) e a percentagem dessa diferença (percentagem).

A Tabela 5.1 refere-se aos números de onda de 4 a 7 e a Tabela 5.2, aos números de onda de 1 a 10.

Observa-se nestas tabelas que as maiores percentagens do erro geostrófico encontram-se nas energias potencial disponível zonal e turbulenta, quando comparadas com os erros geostróficos na energia cinética zonal e turbulenta. Sabe-se que, no cálculo da energia potencial, a temperatura tem influência direta, enquanto a energia cinética é influenciada por u e v . Isto indica que o erro na aproximação hidrostática é maior quando se considera a média de um verão no cálculo da energia da onda de média escala.

TABELA 5.1 - MÉDIAS DE 90 DIAS (DEZEMBRO DE 1978, JANEIRO E FEVEREIRO DE 1979).

MÉDIA	P_z	$C(P_z, P_E)$	P_E	K_E	$C(K_E, K_z)$	K_z
Geost.	316,12	11,64	39,24	54,60	3,63	130,28
Obs	431,39	12,04	27,50	46,86	4,34	113,91
Dif.	115,27	0,40	-11,74	-7,74	0,63	-16,37
Perc. (%)	26,72	4,70	-42,01	-17,38	58,25	-14,37

Número de onda: 4 a 7; unidade: P_z , P_E , K_E e K_z $10^2 J Kg^{-1}$ e, $C(P_z, P_E)$ e $C(K_E, K_z)$ $10^2 J Kg^{-1} d^{-1}$.

Obs.: Geost. (geostrófico), Obs. (observado), Dif. (diferença) e Perc. (percentagem).

Nas transformações de energia tem-se 58% de erro geostrófico em $C(K_E, K_z)$, nas ondas de 4 a 7 (Tabela 5.1); no número de onda de 1 a 10 esta diferença cai para 9% (Tabela 5.2). Sugere-se que a média sazonal da percentagem do erro geostrófico nas transformações de energia não é muito significativo. No acompanhamento diário dos termos $C(P_z, P_E)$ e $C(K_E, K_z)$ tem-se melhor visualização do erro geostrófico (ver Apêndice A). Nota-se que na energia potencial disponível turbulenta, energia cinética zonal e energia cinética turbulenta, tem-se erro geostrófico negativo. Isto quer dizer que, nestas formas de

energia, o vento geostrófico e a temperatura hidrostática superestimam o observado. Nota-se ainda que a energia potencial disponível zonal calculada com dados observados é maior.

TABELA 5.2 - MÉDIA DE 90 DIAS (DEZEMBRO DE 1978, JANEIRO E FEVEREIRO DE 1979).

MÉDIA	P_Z	$C(P_Z, P_E)$	P_E	K_E	$C(K_E, K_Z)$	K_Z
Geost.	316,12	17,32	87,88	107,73	5,73	130,28
Obs.	431,39	19,12	62,78	89,23	6,34	113,91
Dif.	115,27	1,80	-25,11	-18,50	0,61	-16,37
Perc. (%)	26,72	10,88	-39,87	-21,23	9,62	-14,37

Número de onda: 1 a 10; unidade: P_Z , P_E , K_E e K_Z 10^2 J Kg^{-1} e $C(P_Z, P_E)$ e $C(K_E, K_Z)$ $10^2 \text{ J Kg}^{-1} \text{ d}^{-1}$.

A Tabela 5.3 mostra a média mensal do erro geostrófico das quantidades de energia, $C(P_Z, P_E)$ e $C(K_E, K_Z)$, para a onda seis. Esta tabela possui características similares às das Tabelas 5.1 e 5.2. Atenção deve ser dada ao fato de que o erro geostrófico em P_Z , P_E , K_E e K_Z na Tabela 5.3 tem um pequeno aumento em relação às Tabelas 5.1 e 5.2, pelo fato de o mês de dezembro de 1979 conter o caso "limpo". Como foi observado, o erro geostrófico aumenta com o crescimento da onda de média escala: no caso "limpo", a onda baroclínica possui um desenvolvimento bem maior do que outros ciclos de vida observados no verão de dezembro de 1978, janeiro e fevereiro de 1979.

TABELA 5.3 - MÉDIA DE 30 DIAS (DEZEMBRO DE 1979).

MÉDIA	P_Z	$C(P_Z, P_E)$	P_E	K_E	$C(K_E, K_Z)$	K_Z
Geost.	307,86	5,09	10,44	17,33	1,64	146,12
Obs.	428,07	5,72	7,09	13,46	1,42	122,74
Dif.	120,20	0,63	-3,35	-3,87	-0,22	-23,39
Perc.	28,13	38,29	-45,32	-28,75	-15,49	-19,03

Número de onda: 6; unidade: P_Z , P_E , K_E e K_Z 10^2 J Kg⁻¹, e $C(P_Z, P_E)$ e $C(K_E, K_Z)$ 10^2 J Kg⁻¹ d⁻¹.

As Figuras 5.3 a 5.5 mostram o erro geostrófico num ciclo de vida particular, com estágios bem definidos de crescimento baroclínico, maturidade e decaimento barotrópico. A Figura 5.3 mostra o erro geostrófico na energia cinética zonal e turbulenta nos nove dias do caso "limpo" estudado por Randel e Stanford, 1985c. Esta figura indica um pico bastante pronunciado no dia 13/12, dia de maior crescimento da onda baroclínica (ver capítulo 4). O aumento do erro geostrófico em módulo é proporcional ao crescimento da energia cinética da onda, o que mostra, que a onda torna-se não-geostrófica com o seu desenvolvimento. Na energia cinética zonal, o dia de maior erro geostrófico em módulo é 16/12, em virtude de a energia cinética zonal ter seu maior valor na fase de decaimento barotrópico, que se inicia no dia 14/12.

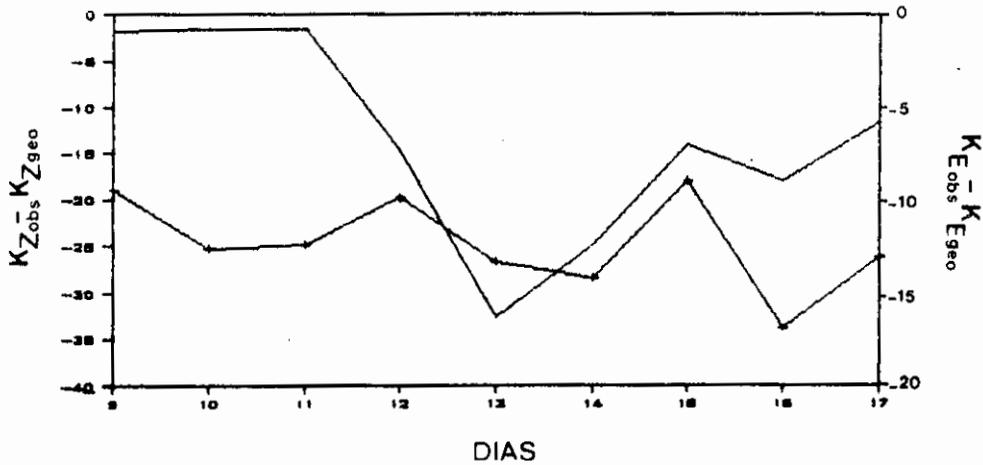
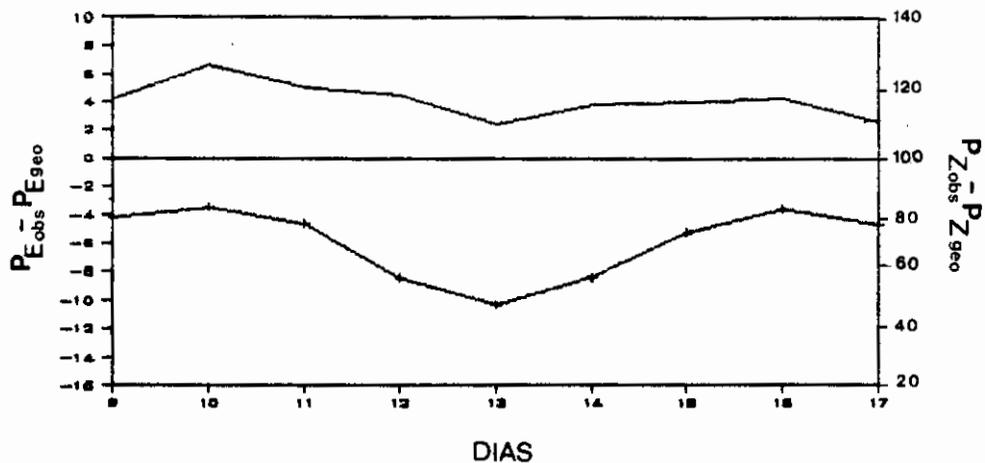


Fig. 5.3 - Erro geostrófico na energia cinética zonal (linha cheia com cruz) e energia cinética turbulenta (linha cheia).
Data: 09 a 17/12/1979; número de onda: 6.

A Figura 5.4 mostra o erro geostrófico na energia potencial disponível zonal e turbulenta. A curva do erro geostrófico da energia potencial disponível turbulenta é inversamente proporcional à curva da energia potencial disponível turbulenta (ver capítulo 4), com pico no dia 13/12. Isto mostra que a energia potencial disponível turbulenta calculada com dados observados é menor e tem sua maior diferença no dia 13/12. No ciclo de vida da onda de média escala, a maior quantidade de energia potencial disponível zonal encontra-se no início do ciclo de vida da onda. Assim, o maior erro geostrófico nessa forma de energia é no início da fase de crescimento da onda, dia 10/12.



**Fig. 5.4 - Erro geostrofico na energia potencial disponivel zonal (linha cheia) e energia potencial disponivel turbulenta (linha cheia com cruz).
Data: 09 a 17/12/1979; número de onda: 6.**

A Figura 5.5 mostra o erro geostrofico na energia da onda de média escala ($k=6$) e na energia média zonal. O erro geostrofico observado na energia da onda seis é inversamente proporcional ao crescimento da energia da onda, com pico no dia 13/12. A energia da onda de média escala ($k=6$) calculada com vento e temperatura observados é menor. No fluxo médio, o cálculo com vento e temperatura observados é maior e possui seu maior valor na fase de crescimento e decaimento da onda, passando pelo mínimo no dia 13/12. Nota-se também que o erro geostrofico forma ciclos que acompanham o crescimento e decaimento da onda de média escala.

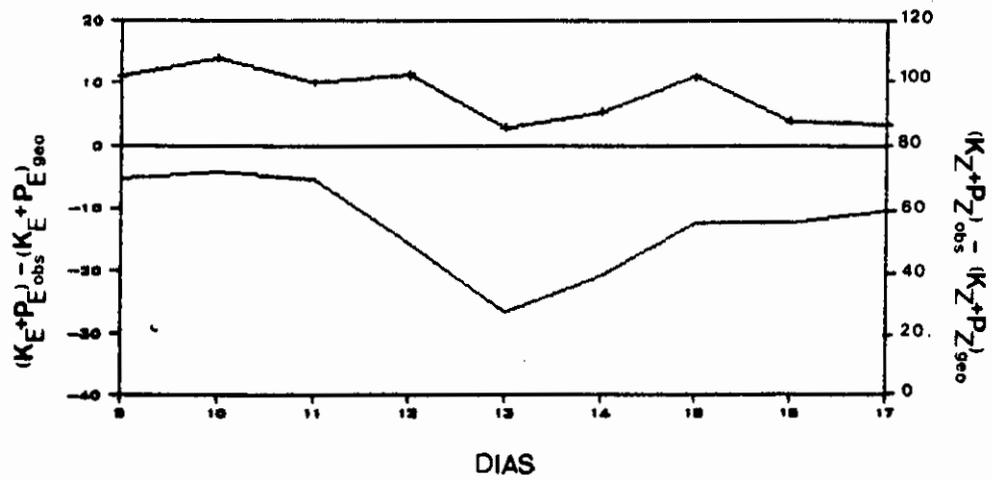


Fig. 5.5 - Erro geostrófico na energia da onda de média escala ($k = 6$) ($P_E + K_E$) (linha cheia) e energia média zonal ($P_Z + K_Z$) (linha cheia com cruz).
Data: 09 a 17/12/1979; número de onda: 6.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Neste trabalho desenvolveu-se um estudo observacional das características das ondas de média escala (número de onda de 4 a 7) que freqüentemente dominam a atmosfera de verão do Hemisfério Sul. Neste estudo detalhou-se a evolução da onda de média escala durante os ciclos de vida da onda baroclínica. A eficiência dos transportes de calor e momentum foi calculada em termos dos coeficientes de correlação entre o vento meridional, temperatura e o vento zonal para as fases de desenvolvimento, maturidade e decaimento barotrópico das ondas baroclínicas. O objetivo consistiu em verificar em que fase do ciclo de vida da onda baroclínica o transporte de calor e o transporte de momentum são mais eficientes. Verificou-se também a energética dessas ondas, quantificando as formas de energia e suas transformações durante o ciclo de vida da onda baroclínica. Também examinou-se a validade da aproximação geostrófica e hidrostática comparando o cálculo do transporte de momentum, transporte de calor e energética das ondas baroclínicas com vento e temperatura observada.

Na fase de avaliação, compararam-se alguns resultados com os encontrados por Randel e Stanford 1985a e c, havendo concordância entre eles. Ressalta-se o cálculo de $\overline{\omega'\alpha'}$, onde omega foi obtido pela equação da vorticidade quase-geostrófica e alfa, pela aproximação hidrostática. Este termo ($\overline{\omega'\alpha'}$) não foi calculado por Randel e Stanford 1985a e 1985c.

As principais conclusões que se podem inferir a partir dos resultados deste trabalho são as seguintes:

- 1) O transporte de calor na alta troposfera tem um atraso de 1 a 2 dias em relação ao máximo de transporte de calor nos baixos níveis. Esse tempo de atraso é devido ao resultado do transporte de radiação da onda para os altos níveis enquanto ela amadurece.
- 2) O pico no transporte de momentum ocorre aproximadamente um dia depois do máximo de transporte de calor. O transporte de momentum é associado ao início do estágio de decaimento da onda.
- 3) O transporte de calor é mais eficiente do que o transporte de momentum.
- 4) O transporte de calor é mais eficiente aproximadamente um dia antes de a onda de média escala atingir o máximo em energia cinética.
- 5) A correlação observada entre o dia de maior crescimento da onda de média escala e sua energia cinética sugere que o pico no crescimento baroclínico ocorre aproximadamente um dia antes ou no mesmo dia do pico de energia cinética da onda, e que esta mantém um estado de maturidade por vários dias, seguida por um máximo em decaimento barotrópico um a três dias depois do máximo de energia cinética.
- 6) O coeficiente de correlação linear entre o termo de transformação de energia potencial disponível turbulenta e energia cinética turbulenta e a energia cinética sugere que o pico dessa

transformação de energia ocorre no mesmo dia ou precede de um dia o máximo de energia cinética.

- 7) A onda de média escala resulta da troca de energia baroclínica com o fluxo médio zonal.
- 8) O erro geostrófico aumenta com o crescimento da onda de média escala, fazendo com que a onda se torne não geostrófica
- 9) Na fase de crescimento da onda baroclínica o erro geostrófico é pequeno e negativo, ou seja, o transporte de momentum com vento geostrófico superestima o transporte de momentum com vento observado.
- 10) O erro geostrófico aumenta com o crescimento baroclínico da onda de média escala e diminui com o seu decaimento barotrópico, formando ciclos.

Com base nos resultados deste trabalho, sugere-se para trabalhos futuros:

- 1) Fazer análise espectral para determinar a periodicidade dominante.
- 2) Relacionar a periodicidade verificada no experimento com o fenômeno de vacilação.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFIAS

- Blackmon, M. L. An observational study of northern hemisphere wintertime circulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(7):1040-1053, Jul. 1977.
- Blumen, W. On short wave baroclinic instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36(10):1925-1933, Oct. 1979.
- Bonatti, J. P. **Evolução para amplitude finita das ondas baroclínicas na atmosfera e no oceano.** (Tese de Doutorado em 1988)-Instituto de pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1988. (INPE-4752-TDL/346).
- Bonatti, J. P.; Rao, V. B. Moist baroclinic instability in the development of north pacific and south american intermediate - Scale Disturbances. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(18):2657-2667, Sep. 1987.
- Boville, B. A. The validity of the geostrophic approximation in the winter stratosphere and troposphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(2):443-457, Jan. 1987.
- Charney, J. G. The dynamics of long wave in a baroclinic westerly current. *Journal of Meteorology*, 4(5):135-162, Oct. 1947.
- Chen, Tsing-Chang. A further study of spectral energetics in the winter atmosphere. *Monthly Weather Review*, 110(8):947-961, Aug. 1982.
- Conrad, V.; Pollak, L. W. **Methods in climatology.** Cambridge, MA, Havard University Press, 1962. 460 p.

- Eady, E. T. Long waves and cyclones waves. *Tellus*, 1 (3):33-52, Aug. 1949.
- Edmon, H. Jr.; Hoskins, B. J. ; McIntyre, M. E.
Eliassen-Palm cross sections for the troposphere.
Journal of the Atmospheric Sciences, 37(12):2600-2616,
Dec. 1980.
- Eliassen, A. ; Palm, E. On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophysical*, 22(3):1-23, 1961.
- Gall, R. A. Comparison of linear baroclinic instability theory with the eddy statistics of a general circulation model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(3):349-373, Mar. 1976a.
- Gall, R. A. Structural changes of growing baroclinic waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(3):374-390, Mar. 1976b.
- Gall, R. The effects of released latent heat in growing baroclinic waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(9):1686-1701, Sep. 1976c.
- Hartmann, D. L. Baroclinic instability of realistic zonal states to planetary waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36(12):2336-2349, Jul. 1979.
- Held, I. M. The vertical scale of an unstable baroclinic wave and its importance for eddy heat flux parameterizations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(4):572-576, Apr. 1978.

- Hoel, P. G. **Estatística elementar.** São Paulo, Editora Atlas S.A., 1981. 430 p.
- Holton, J. R. **An introduction to dynamic meteorology.** 2. ed. New York, Academic Press, 1979. 391 p.
- Labitzke, K. On the different behavior of the zonal harmonic height waves 1 and 2 during the winters 1970/71 and 1971/72. **Monthly Weather Review**, 106(12):1704-1713, Dec. 1978.
- Newell, R. E.; Kidson, J. W. ; Vicent, D. G. ; Boer, G. J. **General circulation of the tropical atmosphere.** Cambridge, MA, Mit Press, 1974. v. 2. 371 p.
- O'Brien, J. J. Alternative solutions to the classical vertical velocity problem. **Journal of Applied Meteorology**, 9(2):197-202, Apr. 1970.
- Oort, A. H.; Rasmusson, E. M. **Atmospheric circulation statistics.** Springfield, VA, Ntis, 1971. (NOAA, Prof. Pap. 5). 323 p. Disponível através do Gov. Printing Office, Stock nº 0317-0045, C55.255.
- Palmén, E.; Newton, C. W. **Atmospheric circulation systems.** New York, Academic Press, 1969. 603 p.
- Peixoto, J. P.; Oort, A. H. The annual distribution of atmospheric energy on a planetary scale. **Journal of Geophysical Research**, 79(15):2149-2159, May. 1974.
- Randel, W.; Stanford, J. L. Structure of medium-scale atmospheric waves in southern hemispheric summer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 40(9):2312-2318, Sep. 1983.

- Randel, W.; Stanford, J. L. An observational study of medium-scale waves dynamics in the southern hemisphere summer. Part I: waves structure and energetics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(11):1172-1188, Jun. 1985a.
- _____ An observational study of medium-scale waves in the southern hemisphere summer. Part II: stationary-transiente wave interface. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(11):1189-1197, Jun. 1985b.
- _____ The observed life cicle of a baroclinic instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(13):1364-1373, Jul. 1985c.
- Rao, V. B.; Bonatti, J. P. On the efficiency of meridional eddy transport processes during the major stratospheric warming of january 1977. *Tellus*, 33(1):61-67, Feb. 1981.
- Saltzman, B. Equations governing the energetics of the large scales of atmospheric turbulence in the domain of wave-number. *Journal of Meteorology*, 14(12):513-532, Dec. 1957.
- Saltzman, B. Large-scale atmospheric energetics in the wave-number domain. *Reviews of Geophysics and Space physics* 8(2):289-302, May 1970.
- Satyamurty, P.; Rao, V. B. ; Moura, A. D. Subsynchronous scale baroclinic instability. *Journal the Atmospheric Sciences*. 39(5):1052-1061, May 1982.

- Simmons, A. J.; Hoskins, B. J. The Life Cycles of Some nonlinear Baroclinic Waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(3):414-432, Mar. 1978.
- Srivatsangam, S. On the efficiencies of atmospheric process. *Tellus*, 27(4):365-370, Aug. 1975.
- Srivatsangam, S. Parametric study of large-scale eddy properties. Part I : eddy fluxes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(7):1212-1219, Jul. 1978.
- Srivatsangam, S.; Hsiao, Chi-Nan. Parametric study of large-scale eddy properties. Part II : The zonal scale. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(7):1220-1230, Jul. 1978.
- Staley, D. O. R. L. On the wave length of maximum baroclinic instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(11):1679-1688, Nov. 1977.
- Sundqvist, H.; Veronis, G. A simple finite-difference grid with non-constant intervals. *TELLUS*, 22(1):26-31, 1970.
- Wiin-Nielsen, A.; Brow, J. A.; Drake, M. Further studies of energy exchange between the zonal flow and eddies. *TELLUS*, 16(2):168-180, 1964.

APÊNDICE A

TABELA A1 - PERCENTAGEM DA DIFERENÇA DE ENERGIA CALCULADA
COM VENTO E TEMPERATURA OBSERVADOS E VENTO GEOSTRÓFICO E
TEMPERATURA OBSERVADOS

DIAS	P_z	$C(P_z, P_e)$	P_e	K_e	$C(K_e, K_z)$	K_z
1	25.98	3.66	-42.25	-15.78	-71.50	-13.29
2	25.24	2.41	-30.46	-14.56	-2.17	-9.32
3	25.86	-4.63	-24.91	-14.72	3.81	-11.11
4	25.73	-19.23	-30.05	-24.79	2.64	-10.03
5	26.19	4.02	-22.57	-17.17	-23.30	-13.07
6	26.00	1.01	-34.61	-6.55	3.33	-10.37
7	25.89	3.19	-39.39	-3.15	21.86	-10.28
8	25.91	-0.14	-41.73	-4.81	11.71	-1.04
9	25.53	0.50	-46.58	-11.39	-6.96	-13.62
10	24.24	-0.33	-46.65	-2.67	1.39	-20.58
11	24.98	-17.16	-43.48	-9.66	3.84	-19.05
12	24.01	6.89	-43.47	-20.74	-0.43	-9.85
13	25.04	1.27	-46.23	-17.89	42.77	-13.11
14	25.42	1.75	-43.78	-26.47	74.60	-19.92
15	25.60	-4.60	-40.31	-16.21	9.88	-7.92
16	25.17	2.36	-37.73	-20.82	24.26	-11.99
17	25.46	1.64	-40.10	-14.50	73.64	-10.52
18	27.09	-1.76	-38.66	-17.10	11.94	-8.86
19	27.14	3.35	-39.82	-3.69	-7.28	-20.01
20	25.16	1.86	-42.67	-13.01	-276.84	-19.75
21	25.62	1.48	-45.99	-9.57	51.28	-14.72
22	26.94	3.67	-44.23	-7.68	11.39	-20.10
23	27.43	2.54	-41.60	-17.06	7.48	-13.29
24	28.30	0.08	-40.82	-19.46	2.17	-18.32
25	28.93	-1.59	-43.15	-19.46	4.57	-21.61
26	29.39	-6.39	-41.57	-20.59	-1.15	-14.47
27	27.88	15.35	-47.40	-30.88	2.52	-8.84
28	28.86	-1.09	-38.64	-16.49	-0.85	-10.33
29	26.73	19.70	-39.89	-30.76	-3.30	-10.96
30	26.09	-3.27	-42.37	-31.03	-2.15	-10.06
31	27.61	3.21	-37.43	-31.65	9.95	-12.50

Obs: Número de onda: 1 a 10; data: dezembro de 1978;
 unidade: $C(P_z, P_e)$, (K_e, K_z) $10^2 J Kg^{-1} d^{-1}$ e P_z , P_e , K_z e K_e
 $10^2 J K^{-1}$

**TABELA A2- PERCENTAGEM DA DIFERENÇA DE ENERGIA CALCULADA
COM VENTO E TEMPERATURA OBSERVADOS E VENTO GEOSTRÓFICO E
TEMPERATURA OBSERVADOS**

DIAS	P_z	$C(P_z, P_e)$	P_e	K_e	$C(K_e, K_z)$	K_z
1	27.86	-0.32	-41.29	-41.81	1.78	-5.52
2	28.08	-7.46	-43.30	-27.98	3.10	-16.66
3	28.26	1.02	-40.51	-9.86	1.05	-8.54
4	28.05	-5.91	-47.44	-31.13	-1.10	-12.86
5	27.52	3.18	-39.63	-24.37	9.07	-11.55
6	28.09	-5.00	-41.75	-28.49	-57.68	-9.69
7	28.19	-4.62	-40.71	-27.44	8.10	-18.06
8	27.86	29.82	-40.08	-36.95	7.08	-12.22
9	28.04	33.32	-40.57	-30.20	-7.03	-14.26
10	27.53	2.44	-37.09	-10.87	2.24	-19.27
11	27.57	3.29	-35.43	-19.83	3.09	-11.71
12	28.68	3.71	-35.68	-3.76	11.72	-12.35
13	28.20	1.60	-36.27	-14.94	-0.45	-21.25
14	28.33	3.97	-36.48	-22.33	-30.77	-22.31
15	27.89	2.36	-37.48	-11.09	14.61	-25.61
16	27.52	-5.02	-33.15	-5.12	0.14	-16.89
17	26.56	-8.39	-36.19	-37.65	13.07	-13.19
18	25.98	-2.18	-34.68	-25.65	-6.06	-20.36
19	25.81	-0.02	-41.38	-32.40	1.46	-24.70
20	26.61	1.14	-49.28	-15.06	-1.15	-11.91
21	27.38	-0.33	-50.19	-18.25	0.11	-8.98
22	27.41	-3.85	-44.34	-13.73	4.30	-15.85
23	28.50	3.88	-38.66	7.04	3.16	-23.72
24	27.87	0.19	-38.50	-5.47	-1.17	-20.87
25	27.71	-2.22	-40.64	-30.12	54.10	-19.35
26	27.34	3.17	-45.16	-15.12	-1.33	-5.13
27	26.46	-3.02	-40.17	-23.77	-8.65	-14.50
28	27.13	1.48	-36.96	-23.90	-0.09	-20.69
29	27.81	-5.24	-39.25	-24.09	9.10	-14.25
30	27.65	5.08	-40.59	-33.37	3.39	-6.22
31	27.83	0.86	-34.60	-6.94	4.66	-15.33

Obs: Número de onda: 1 a 10; data: janeiro de 1979;
unidade: $C(P_z, P_e)$ e $C(K_e, K_z)$ $10^2 J Kg^{-1} d^{-1}$ e $P_z, P_e, K_e,$
 K_z $10^2 J Kg^{-1}$.

**TABELA A3 - PERCENTAGEM DA DIFERENÇA DE ENERGIA CALCULADA
COM VENTO E TEMPERATURA OBSERVADOS E VENTO GEOSTRÓFICO E
TEMPERATURA OBSERVADOS**

DIAS	P_z	$C(P_z, P_e)$	P_e	K_e	$C(K_e, K_z)$	K_z
1	27.93	2.71	-34.57	-3.89	3.30	-9.05
2	27.84	2.92	-30.87	-35.77	-3.49	-11.64
3	28.39	4.97	-36.58	-30.07	11.80	-13.36
4	25.63	2.54	-34.96	-22.89	-0.73	-9.52
5	24.70	2.68	-46.46	-21.21	5.38	-13.79
6	26.88	3.51	-42.91	-19.68	8.68	-19.46
7	27.50	0.10	-35.24	-33.97	-0.48	-11.85
8	27.70	4.53	-31.79	-30.29	3.48	-20.28
9	28.44	4.07	-38.50	-9.15	3.64	-13.10
10	27.99	-2.70	-28.57	-53.24	0.34	-20.10
11	27.57	-9.57	-42.12	-32.07	-0.36	-15.86
12	28.46	1.98	-40.65	-9.65	-32.21	-9.55
13	27.36	5.79	-39.47	-28.57	5935.00	-19.52
14	28.73	2.54	-39.40	-29.10	157.50	-15.52
15	25.57	-0.01	-46.52	-57.52	75.13	14.79
16	24.69	3.03	-43.92	-30.40	-8.68	-13.63
17	25.86	3.54	-41.12	-27.95	-6.25	-17.91
18	26.02	4.17	-39.81	1.03	3.72	14.03
19	24.18	1.26	-36.54	-6.95	0.19	-12.57
20	28.02	6.44	-44.25	-45.12	-1.28	-17.39
21	25.29	2.36	-42.51	-18.76	3.10	-19.45
22	25.38	-4.70	-42.24	-24.59	2.10	-18.91
23	24.31	-3.79	-46.67	-50.67	3.29	-13.93
24	26.26	-5.76	-44.32	-24.28	-7.11	-11.73
25	25.62	-2.10	-41.37	-37.20	-4.96	-14.16
26	26.13	1.57	-39.90	-28.70	-11.12	-18.41
27	26.57	-2.67	-37.44	-15.04	0.35	-19.10
28	26.55	1.81	-43.40	-29.88	8.92	-12.21

Obs: Número de onda: 1 a 10; data: feyereiro de 1979;
unidade: $C(P_z, P_e), (K_e, K_z) 10^2 J Kg^{-1} d^{-1}$ e P_z, P_e, K_z e K_e
 $10^2 J K^{-1}$

**TABELA A4 - PERCENTAGEM DA DIFERENÇA DE ENERGIA CALCULADA
COM VENTO E TEMPERATURA OBSERVADOS E VENTO GEOSTRÓFICO E
TEMPERATURA OBSERVADOS**

DIAS	P_z	$C(P_z, P_e)$	P_e	K_e	$C(K_e, K_z)$	K_z
1	25.98	1.54	-55.85	-14.63	-47.09	-13.30
2	25.24	1.58	-48.28	-7.96	2.60	-9.32
3	25.86	1.60	-38.77	-0.02	5.00	-11.11
4	25.73	-7.52	-44.90	-33.07	-2.20	-10.03
5	26.19	2.19	-41.34	-14.46	-12.74	-13.07
6	26.00	-1.17	-44.53	-18.09	0.89	-10.37
7	25.89	3.49	-37.27	-10.70	-72.70	-10.28
8	25.91	0.08	-48.48	-12.20	15.08	-10.38
9	25.53	0.19	-49.41	-7.98	-6.30	-13.27
10	24.24	1.87	-46.22	-11.62	3.09	-20.58
11	24.98	-14.68	-39.49	-0.86	8.12	-17.99
12	24.01	1.66	-37.70	-12.78	-4.81	-9.85
13	25.04	0.39	-48.04	4.33	-1.34	-13.11
14	25.42	2.32	-44.62	-22.85	29.39	-19.92
15	25.60	-1.19	-42.47	-17.68	9.80	-7.92
16	25.17	1.27	-45.37	-15.78	64.13	-11.99
17	25.46	0.05	-41.99	-7.76	2.15	-10.52
18	27.09	-7.77	-41.39	-14.03	3.17	-8.86
19	27.14	3.18	-36.40	-2.89	68.80	-20.01
20	25.16	2.99	-38.85	-6.09	74.82	-19.75
21	25.62	3.03	-50.00	-5.68	-32.93	-14.72
22	26.94	5.12	-47.45	0.65	-0.16	-20.10
23	27.43	2.37	-42.10	-3.65	8.39	-13.29
24	28.30	0.47	-42.24	-10.31	4.38	-18.32
25	28.93	-14.15	-44.98	-8.44	6.63	-21.61
26	29.39	39.14	-45.85	-24.73	0.25	-14.47
27	27.88	5.38	-48.77	-33.89	1.96	-8.84
28	28.86	-1.12	-33.47	-20.75	-1.86	-10.33
29	26.73	35.25	-41.42	-39.95	-18.47	-8.52
30	26.09	-4.42	-41.41	-35.36	3.90	-10.06
31	27.81	2.42	-32.77	-34.50	12.56	-12.50

Obs: Número de onda: 4 a 7; data: dezembro de 1978;
unidade: $C(P_z, P_e)$, (K_e, K_z) $10^2 J Kg^{-1} d^{-1}$ e P_z, P_e, K_z e K_e
 $10^2 J K^{-1}$

**TABELA A5 - PERCENTAGEM DA DIFERENÇA DE ENERGIA CALCULADA
COM VENTO E TEMPERATURA OBSERVADOS E VENTO GEOSTRÓFICO E
TEMPERATURA OBSERVADOS**

DIAS	P_z	$C(P_z, P_e)$	P_e	K_e	$C(K_e, K_z)$	K_z
1	27.86	-1.44	-38.42	-47.69	0.79	-5.44
2	28.08	-86.67	-45.66	-35.62	-65.81	-16.66
3	28.26	-4.34	-42.98	-9.68	-0.25	-8.54
4	28.05	-31.47	-48.22	-19.16	-3.69	-12.86
5	27.52	1.71	-38.10	-29.04	10.47	-11.55
6	28.09	-6.42	-43.29	-26.51	-13.29	-9.69
7	28.19	154.24	-44.08	-27.98	5.01	-18.06
8	27.86	9.77	-43.75	-27.78	9.74	-12.22
9	28.04	6.66	-40.79	-26.13	-5.92	-14.26
10	27.53	-0.57	-33.99	-9.19	-1.07	-19.27
11	27.57	7.65	-31.50	-9.33	21.07	-11.71
12	28.68	6.33	-32.34	9.94	7.95	-12.35
13	28.20	0.97	-38.02	1.21	9.26	-21.25
14	28.33	3.64	-38.02	-12.14	331.08	-22.31
15	27.89	0.93	-43.15	-13.95	11.09	-25.61
16	27.52	-47.99	-40.66	-1.55	4.40	-16.89
17	28.56	-33.69	-41.25	-46.16	-30.90	-13.19
18	25.98	-5.56	-34.66	-16.95	-3.80	-20.36
19	25.81	-0.84	-45.63	-32.10	8.59	-24.70
20	26.61	0.79	-49.62	-15.09	-0.65	-11.91
21	27.38	-1.82	-52.60	-15.13	3.05	-8.98
22	27.41	-8.86	-43.71	-4.36	4.34	-15.85
23	28.50	3.66	-42.26	15.90	3.69	-23.72
24	27.87	0.05	-42.34	17.61	2.07	-20.87
25	27.71	-2.07	-43.10	-11.45	16.36	-19.35
26	27.34	6.70	-48.41	-0.20	4.15	-5.13
27	26.48	-2.66	-47.26	-31.91	-10.73	-25.86
28	27.13	1.62	-40.85	-19.00	-1.34	-20.69
29	27.81	-3.24	-44.98	-12.27	9.80	-14.25
30	27.65	7.51	-44.34	-16.75	4.94	-6.22
31	27.83	-1.36	-39.11	-1.70	4.46	-15.33

Obs: Número de onda: 4 a 7; data: janeiro de 1979; unidade:
 $C(P_z, P_e)$, (K_e, K_z) $10^2 J Kg^{-1} d^{-1}$ e P_z, P_e, K_z e K_e $10^2 J K^{-1}$

**TABELA A6 - PERCENTAGEM DA DIFERENÇA DE ENERGIA CALCULADA
COM VENTO E TEMPERATURA OBSERVADOS E VENTO GEOSTRÓFICO E
TEMPERATURA OBSERVADOS**

DIAS	P_z	$C(P_z, P_e)$	P_e	K_e	$C(K_e, K_z)$	K_z
1	27.93	2.62	-37.42	5.88	2.12	-9.05
2	27.84	1.95	-36.02	-30.25	-7.59	-11.64
3	26.39	3.54	-39.88	-20.27	19.73	-13.36
4	25.63	3.66	-35.33	-24.21	-1.21	-9.52
5	24.70	2.81	-43.24	-2.89	6.65	-13.79
6	26.88	2.68	-37.71	-6.08	-2.46	-19.46
7	27.50	-3.99	-34.22	-50.76	2.41	-11.85
8	27.70	4.11	-27.10	-26.62	8.53	-20.28
9	28.44	1.46	-38.14	-8.16	4.53	-13.10
10	27.99	-1.97	-34.07	-60.98	3.44	-20.10
11	27.57	-12.22	-47.39	-53.61	-1.38	-15.86
12	26.46	1.28	-41.72	-13.84	-7.88	-9.55
13	27.36	5.19	-44.09	-26.53	-12.19	-19.52
14	26.73	1.97	-44.99	-26.66	-14.68	-15.52
15	25.57	-0.73	-47.29	-45.13	141.96	-14.79
16	24.69	2.95	-42.83	-28.81	-76.67	-13.63
17	25.86	4.67	-39.01	-26.78	4.57	-17.91
18	26.02	-0.61	-38.95	-2.44	8.90	-14.03
19	24.18	1.77	-34.77	7.29	-1.60	-12.57
20	26.02	0.14	-50.36	-48.65	-5.52	-17.39
21	25.29	1.78	-47.91	-15.84	3.09	-19.45
22	25.38	-2.70	-45.34	-17.32	0.84	-18.91
23	24.31	-2.82	-47.11	-46.78	-1.51	-13.93
24	26.26	-7.32	-44.65	-8.14	-2.89	-11.73
25	25.62	-8.34	-38.14	-27.02	-3.26	-14.16
26	26.13	1.13	-43.84	-17.66	-11.57	-18.41
27	26.57	-6.89	-36.98	-1.60	-1.43	-19.10
28	25.07	7.37	-39.09	-22.55	11.95	-12.77

Obs: Número de onda: 4 a 7; data: fevereiro de 1979;
unidade: $C(P_z, P_e)$, (K_e, K_z) $10^2 J Kg^{-1} d^{-1}$ e P_z, P_e, K_z e K_e
 $10^2 J K^{-1}$

**TABELA A7 - PERCENTAGEM DA DIFERENÇA DE ENERGIA CALCULADA
COM VENTO E TEMPERATURA OBSERVADOS E VENTO GEOSTRÓFICO E
TEMPERATURA OBSERVADOS**

DIAS	P_z	$C(P_z, P_e)$	P_e	K_e	$C(K_e, K_z)$	K_z
1	28.81	24.44	-34.59	10.08	-4.60	-15.88
2	27.28	6.89	-43.19	-25.97	-3.08	-17.70
3	27.44	-0.45	-33.60	-1.87	27.17	-23.55
4	26.89	1.68	-31.05	-31.78	41.25	-18.06
5	26.95	1.22	-45.54	-13.32	-5.71	-26.92
6	27.42	-0.41	-37.65	-22.62	34.04	-16.66
7	27.54	1.90	-47.65	12.58	11.29	-17.18
8	27.64	4.13	-44.27	-15.37	3.14	-21.27
9	25.80	4.05	-62.31	-5.95	-5.79	-14.36
10	27.67	1.32	-45.50	-3.78	19.25	-20.12
11	26.67	4.11	-46.35	-3.21	2.31	-19.92
12	28.10	1.57	-51.67	-28.80	-1.41	-16.83
13	28.34	-4.38	-50.32	-51.58	2.88	-23.53
14	30.05	0.60	-54.01	-39.78	-1.04	-24.77
15	29.19	0.38	-43.25	-23.24	-4.51	-13.88
16	28.28	10.02	-40.44	-44.91	33.82	-26.90
17	28.09	3.92	-52.01	-32.66	21.00	-21.29
18	28.15	25.28	-46.29	-35.65	-19.76	-24.52
19	28.23	-1.97	-41.50	-6.80	14.62	-20.52
20	29.71	0.50	-36.59	-19.21	-4.50	-19.21
21	28.95	8.44	-34.90	-1187.86	-2.33	-17.09
22	28.44	-24.98	-51.40	-28.17	39.76	-16.23
23	29.42	43.12	-46.29	24.98	1.91	-15.87
24	28.87	3.41	-50.00	-45.49	-33.33	-15.21
25	28.95	1.23	-49.76	-3.25	2.45	-19.46
26	29.49	1.59	-44.54	-11.14	3.72	-21.32
27	28.78	1.42	-46.14	-18.05	-58.75	-14.01
28	28.22	4.68	-50.97	-17.03	23.89	-18.45
29	28.20	-6.41	-47.34	-36.88	3.68	-12.31
30	28.42	-2.44	-50.57	-50.26	-0.49	-18.06

Obs: Número de onda: 6; data: dezembro de 1979; unidade:
 $C(P_z, P_e), (K_e, K_z) 10^2 J Kg^{-1} d^{-1}$ e P_z, P_e, K_z e $K_e 10^2 J K^{-1}$

TABELA A8 - FLUXO DE MOMENTUM CALCULADO COM VENTO OBSERVADO

DIAS	L A T I T U D E (° S)										
	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75
9	0.43	8.20	14.91	15.89	18.79	2.80	-5.58	8.52	18.81	13.00	2.69
10	1.19	4.58	21.10	2.47	-19.39	9.33	14.68	16.86	6.98	0.95	-0.25
11	-2.78	-8.40	1.68	32.91	29.16	18.66	15.62	3.98	0.34	0.20	-0.07
12	-3.57	0.17	-18.40	-31.70	-2.83	49.69	29.40	12.61	0.89	-2.19	-0.12
13	-10.18	-17.76	-31.08	-36.40	-44.43	-23.31	15.84	21.84	15.99	2.52	-0.95
14	-11.35	-33.08	-68.67	-74.96	-0.37	47.98	31.86	14.61	9.43	12.65	0.78
15	-14.98	-13.90	-16.73	-29.91	-22.25	17.21	12.92	-13.46	-3.19	7.65	-1.06
16	0.42	2.92	-1.45	1.71	38.22	43.07	17.42	2.71	-0.69	3.64	1.50
17	3.70	1.51	-12.52	-10.23	34.14	39.02	-1.61	-24.01	-6.21	7.93	-0.39

Obs: Número de onda: 6; data: dezembro de 1979; nível: 300hPa; unidade: $m^2 s^{-2}$.

TABELA A9 - FLUXO DE MOMENTUM CALCULADO COM VENTO GEOSTRÓFICO

DIAS	L A T I T U D E (° S)										
	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75
9	-0.50	5.96	9.82	14.63	15.98	-2.44	-6.12	10.12	21.99	16.04	3.35
10	0.01	4.33	23.78	8.17	-16.78	13.34	17.38	5.95	-2.18	-5.12	-1.92
11	-4.16	-9.07	8.71	35.58	37.24	20.24	5.41	-5.65	-5.82	0.16	-0.65
12	-8.17	-8.48	-7.94	-24.14	0.67	28.43	12.15	10.65	4.15	1.14	-0.04
13	-10.93	-28.30	-54.94	-74.80	-76.79	-10.55	18.80	11.05	8.38	7.36	3.60
14	-13.74	-35.98	-72.45	-75.76	-40.11	-41.74	-33.80	-2.97	11.45	7.65	3.05
15	-9.49	-8.49	-16.78	-27.12	-28.28	20.08	14.09	-15.90	8.78	11.97	3.09
16	2.79	5.72	-2.89	-22.65	41.18	51.24	10.98	-1.98	-2.91	0.20	-0.12
17	0.30	-4.19	-4.46	13.38	57.80	52.20	-11.40	-18.87	-12.64	-0.78	-0.22

Obs: Número de onda: 6; data: dezembro de 1979; nível: 300hPa; unidade: $m^2 s^{-2}$.

**TABELA A10 - FLUXO DE CALOR CALCULADO COM VENTO E
TEMPERATURA OBSERVADOS**

DIAS	LATITUDE (°S)										
	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75
9	-0.18	-0.10	-2.58	-3.60	-2.15	-0.44	-1.46	-2.24	-1.69	-1.45	-0.47
10	-0.56	-0.45	-3.33	-5.28	-3.25	-0.67	-1.07	-2.71	-2.62	-1.77	-0.62
11	-1.71	-2.87	-5.21	-9.83	-10.10	-9.24	-7.49	-2.42	0.07	-0.09	-0.54
12	-1.44	-2.51	-5.15	-9.35	-13.24	-12.42	-6.08	-3.79	-0.60	-0.33	-0.39
13	-1.84	-3.27	-6.62	-7.51	-7.58	-10.52	-7.37	-6.30	-2.28	0.24	0.66
14	-2.35	-4.39	-7.37	-7.31	-6.15	-4.28	-2.10	-2.86	-2.32	-0.23	1.24
15	-0.33	-3.29	-5.90	-4.35	-2.47	-2.20	-1.06	-0.65	-1.56	0.12	0.13
16	0.66	-1.11	-3.63	-2.44	-0.67	-1.88	-0.76	-0.30	-0.50	-0.60	-0.02
17	-0.16	-0.93	-0.79	-1.68	-2.41	-1.83	-0.34	0.46	-0.28	0.23	1.68

Obs: Número de onda: 6; data: dezembro de 1979; nível: 850hPa; unidade: $m s^{-1} K$.

**TABELA A11 - FLUXO DE CALOR CALCULADO COM VENTO
GEOSTRÓFICO E TEMPERATURA HIDROSTÁTICA**

DIAS	LATITUDE (°S)										
	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75
9	-0.58	-0.47	-1.98	-2.41	-1.61	-1.15	-1.34	-1.38	-0.69	-1.20	-0.79
10	-0.70	-0.50	-4.31	-3.79	-4.61	-3.20	-1.69	-2.59	-1.92	-2.58	-0.61
11	-1.34	-2.79	-5.16	-8.38	-9.07	-8.07	-4.78	-2.10	-0.07	0.67	0.42
12	-1.43	-2.73	-5.24	-9.91	-12.35	-12.09	-7.01	-3.69	-0.80	-0.86	-0.99
13	-1.38	-3.05	-7.27	-10.29	-12.55	-12.85	-8.92	-7.57	-2.55	0.87	0.22
14	-2.22	-3.88	-6.84	-6.64	-5.02	-4.90	-2.63	-2.92	-2.22	-0.58	0.81
15	-0.06	-2.09	-5.92	-6.86	-4.63	-3.91	-0.82	0.71	-0.25	0.53	0.09
16	0.67	-0.28	-2.83	-1.00	-0.87	-2.37	-1.04	-0.26	-0.13	0.12	1.95
17	0.01	-0.51	-0.61	-2.04	-3.10	-2.18	-0.87	-0.14	-0.34	0.20	2.68

Obs: Número de onda: 6; data: dezembro de 1979; nível: 850hPa; unidade: $m s^{-1} K$.