



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE – 1671 – TDL/016

Alguns aspectos observados e teóricos do aquecimento estratosférico brusco nos Hemisférios Sul e Norte.

José Paulo Bonatti

Tese de Mestrado em Meteorologia, orientada por Vadlamudi Brahmananda Rao, aprovada em 23 de novembro de 1979.

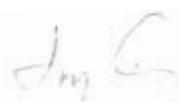
INPE
São José dos Campos
1979

1. Classificação INPE-COM.1/TDL C.D.U.: 551.510.532	2. Período	4. Distribuição
3. Palavras Chaves (selecionadas pelo autor) <i>AQUECIMENTO ESTRATOSFÉRICO</i> <i>ESTRATOSFERA</i> <i>TURBULÊNCIA</i>		interna <input type="checkbox"/> externa <input checked="" type="checkbox"/>
5. Relatório nº <i>INPE-1671-TDL/016</i>	6. Data <i>Janeiro, 1980</i>	7. Revisado por <i>V. S. Rao</i> Dr. V. B. Rao
8. Título e Sub-Título <i>ALGUNS ASPECTOS OBSERVADOS E TEORICOS DO</i> <i>AQUECIMENTO ESTRATOFÉRICO BRUSCO NOS</i> <i>HEMISFÉRIOS SUL E NORTE</i>		9. Autorizado por <i>Parada</i> Nelson de Jesus Parada Diretor
10. Setor <i>DME</i>	Código	11. Nº de cópias 21
12. Autoria <i>José Paulo Bonatti</i>		14. Nº de páginas 143
13. Assinatura Responsável <i>Bonatti</i>	15. Preço	
16. Sumário/Notas <i>São discutidas as características sinóticas e dinâmicas, observadas nos aquecimentos bruscos de janeiro de 1977, no Hemisfério Norte, e o aquecimento final de 1969, no Hemisfério Sul. Utilizou-se dados de cartas sinóticas de 30 e 50 mb, para o Hemisfério Norte, preparadas pela Universidade "Free" de Berlim e para o Hemisfério Sul, cartas de 30 mb para vários dias, preparadas pela NASA. Os aspectos que determinam se um aquecimento é maior são encontrados no caso do Hemisfério Norte, enquanto que no Hemisfério Sul, o aquecimento é apenas menor. Encontrou-se a dominância das ondas planetárias antes do aquecimento, e depois surgiram ondas mais curtas, fato este evidenciado tanto nas análises sinóticas como no estudo dos aspectos dinâmicos, no cálculo da escala do movimento e, ainda, na distribuição espectral da energia cinética turbulenta. A geração dessas ondas curtas pode ser devido à instabilidade barotrópica ou interação não-linear das ondas. Os cálculos da eficiência dos transportes de calor e momentum mostram aspectos interessantes. Os turbilhões transportam mais eficientemente calor sensível do que momentum. Além disso, a eficiência em transportar calor aumenta bastante antes do aquecimento. A energética do aquecimento de 77 apresenta características semelhantes às de outros aquecimentos, embora a conversão (K_E, K_Z) seja diferente.</i>		
17. Observações <i>Tese de Mestrado em Meteorologia, aprovada em 23 de novembro de 1979.</i>		

*Aos meus pais,
Raimundo e Olga,
com gratidão.*

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento dos requisitos exigidos
para a obtenção do Título de Mestre em
Meteorologia

Dr. Luiz Carlos Baldicero Nollon



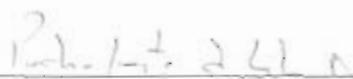
Presidente da Banca

Dr. V. B. Rao



Orientador

Dr. Pedro Leite da Silva Dias



Membro da Banca
-convidado-

Dr. M. A. Abdu



Membro da Banca

Prof. C. M. Dixit, MSc.



Membro da Banca

José Paulo Bonatti



Candidato

São José dos Campos, 23 de novembro de 1979

ÍNDICE

Abstract	5
Lista de Figuras	10
Lista de Tabelas	10
Lista de Símbolos	10
<u>CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO</u>	1
1.1 - Histórico: descoberta e estudos posteriores	2
1.2 - Aspectos observados do aquecimento nos Hemisférios Norte e Sul e implicações teóricas	4
1.3 - Energética	9
1.4 - Influências do aquecimento sobre as atividades humanas	14
1.5 - Objetivo e dados	15
<u>CAPÍTULO II - CARACTERÍSTICAS SINÓTICAS DA BAIXA ESTRATOSFERA DURANTE O INVERNO</u>	17
2.1 - Hemisfério Norte	17
2.2 - Hemisfério Sul	24
<u>CAPÍTULO III - ASPECTOS DINÂMICOS DO AQUECIMENTO</u>	29
3.1 - Campos zonais médios de vento e temperatura	29
3.2 - Estruturas das ondas	34
3.3 - Fluxos horizontais de momentum e de calor sensível	57
3.4 - Velocidade vertical, divergência e vorticidade	67
3.5 - Escala do movimento e eficiência de transporte na baixa estratosfera durante os aquecimentos	80
<u>CAPÍTULO IV - ENERGÉTICA</u>	93
<u>CAPÍTULO V - SUMÁRIO E CONCLUSÕES</u>	103

AGRADECIMENTOS.....	107
BIBLIOGRAFIA.....	109
APÊNDICE A - MÉDIAS E DESVIOS	
APÊNDICE B - ANÁLISE HARMÔNICA	
APÊNDICE C - FLUXOS HORIZONTAIS E VERTICAIS E EQUAÇÕES PARA O CICLO DE ENERGIA	
APÊNDICE D - DIFERENCIAÇÃO E INTEGRAÇÃO NUMÉRICA	

ABSTRACT

Synoptic and dynamic characteristics of the stratospheric warming of January 1977, in the Northern Hemisphere and the final warming of 1969, in the Southern Hemisphere are discussed. 30 mb and 50 mb synoptic charts prepared by the Free University of Berlin are used for the N.H. and for the S.H., 30 mb charts prepared by NASA, for some days, are utilized. In the N.H. case, many of the features of the warming event are similar to those of a major warming while in the S.H., the warming can only said to be a minor one. Synoptic charts, calculations of the scale and kinetic energy distribution, as a function of wavelength, showed that planetary scale waves dominated before the warming and shorter waves became important after the warming. The generation of short waves might be due to barotropic instability or nonlinear interaction. Calculation of the efficiency of eddy transports of momentum and heat showed some interesting results. Eddies seems to be more efficient in transporting heat than momentum. Further, efficiency of heat transports increases substantially before the warming. Energetics of the 1977 warming event showed many similarities to the previous calculations, although the (K_E, K_T) conversion was different.

LISTA DE FIGURAS

I.1	- Esquema para análise do ciclo de energia.....	11
I.2	- Ciclo de energia antes e depois do aquecimento de 62-63.	13
II.1	- Valores da diferença de temperatura ΔT entre $80^{\circ}N$ e $50^{\circ}N$, média zonal em 30 mb e valores diários da amplitude, dos harmônicos zonais 1 e 2 em $60^{\circ}N$, para o aquecimento de 76/77.....	18
II.2	- Análise do Hemisfério Norte, 30 mb, para o dia 03/01/77.	20
II.3	- Análise do Hemisfério Norte, 30 mb, para o dia 08/01/77.	21
II.4	- Análise do Hemisfério Norte, 30 mb, para o dia 12/01/77.	22
II.5	- Análise do Hemisfério Norte, 30 mb, para o dia 28/01/77.	23
II.6	- Análise do Hemisfério Sul, 30 mb, para o dia 09/06/69...	25
II.7	- Análise do Hemisfério Sul, 30 mb, para o dia 17/08/69...	26
II.8	- Análise do Hemisfério Sul, 30 mb, para o dia 29/10/69...	27
II.9	- Análise do Hemisfério Sul, 30 mb, para o dia 19/11/69...	28
III.1	- Seção latitudinal-tempo de vento zonal médio u_0 , para o Hemisfério Norte.....	31
III.2	- Seção latitudinal-tempo da temperatura zonal média T_0 , para o Hemisfério Norte.....	32
III.3	- Perfil meridional do vento u_0 e da temperatura T_0 zonais médios, para o Hemisfério Sul.....	33
III.4	- Seção latitudinal-tempo da amplitude das ondas 1, 2 e 3 da altura geopotencial, para o Hemisfério Norte, 50 mb..	36
III.5	- Seção latitudinal-tempo da amplitude das ondas 1, 2 e 3 da altura geopotencial, para o Hemisfério Norte, 30 mb..	38
III.6	- Seção latitudinal-tempo da fase das ondas 1, 2 e 3 da altura geopotencial, para o Hemisfério Norte, 50 mb.....	40
III.7	- Seção latitudinal-tempo da fase das ondas 1, 2 e 3 da altura geopotencial, para o Hemisfério Norte, 30 mb.....	42
III.8	- Perfil meridional da amplitude das ondas 1 e 2 da altura geopotencial, para o Hemisfério Sul.....	44

III.9	- Perfil meridional da fase das ondas 1 e 2 da altura geopotencial, para o Hemisfério Sul.....	45
III.10	- Seção latitudinal-tempo da amplitude das ondas 1, 2 e 3 da temperatura, para o Hemisfério Norte, 50 mb.....	47
III.11	- Seção latitudinal-tempo da amplitude das ondas 1, 2 e 3 da temperatura, para o Hemisfério Norte, 30 mb.....	49
III.12	- Seção latitudinal-tempo da fase das ondas 1, 2 e 3 da temperatura, para o Hemisfério Norte, 50 mb.....	51
III.13	- Seção latitudinal-tempo da fase das ondas 1, 2 e 3 da temperatura, para o Hemisfério Norte, 30 mb.....	53
III.14	- Perfil meridional da amplitude das ondas 1 e 2 da temperatura, para o Hemisfério Sul.....	55
III.15	- Perfil meridional da fase das ondas 1 e 2 da temperatura, para o Hemisfério Sul.....	56
III.16	- Seção latitudinal-tempo do transporte de momentum pelas ondas 1, 2 e pelos dez primeiros harmônicos, para o Hemisfério Norte, 50 mb.....	59
III.17	- Seção latitudinal-tempo do transporte de momentum pelas ondas 1, 2 e pelos dez primeiros harmônicos, para o Hemisfério Norte, 30 mb.....	60
III.18	- Seção latitudinal-tempo do transporte de calor sensível pelas ondas 1, 2 e pelos dez primeiros harmônicos, para o Hemisfério Norte, 50 mb.....	61
III.19	- Seção latitudinal-tempo do transporte de calor sensível pelas ondas 1, e e pelos dez primeiros harmônicos, para o Hemisfério Norte, 30 mb.....	63
III.20	- Perfil meridional do transporte de momentum pelas ondas 1, 2 e pelos dez primeiros harmônicos, para o Hemisfério Sul.....	65
III.21	- Perfil meridional do transporte de calor sensível pelas ondas 1, 2 e pelos dez primeiros harmônicos, para o Hemisfério Sul.....	66
III.22	- Esquema dos níveis conhecidos e do nível calculado.....	67
III.23	- Movimento vertical, w , em 38,7 mb, Hemisfério Norte, para os períodos antes, durante e depois do aquecimento, calculado pelo método adiabático.....	72

III.24	- Campo de temperatura, T , em 38,7 mb, Hemisfério Norte, para os períodos antes, durante e depois do aquecimento, calculado hidrostaticamente.....	74
III.25	- Divergência horizontal, δ , em 38,7 mb, Hemisfério Norte, para os períodos antes, durante e depois do aquecimento, calculada através de uma forma derivada da equação da energia termodinâmica (adiabática).....	78
III.26	- Vorticidade relativa, ζ , em 38,7 mb, Hemisfério Norte, para os períodos antes, durante e depois do aquecimento, calculada geostroficamente.....	79
IV.1	- Variação da energia cinética turbulenta e zonal e da energia potencial disponível turbulenta e zonal com o tempo, em 38,7 mb, no Hemisfério Norte.....	97
IV.2	- Variação das conversões entre as formas de energia e dos fluxos turbulento e zonal através da superfície de 38,7 mb com o tempo, no Hemisfério Norte.....	98
IV.3	- Ciclos de energia calculados para os períodos antes, durante e depois do aquecimento, para 38,7 mb, Hemisfério Norte.....	99
IV.4	- Distribuição espectral de energia cinética turbulenta e potencial disponível zonal para os períodos antes e depois do aquecimento, em 38,7 mb, no Hemisfério Norte....	100
IV.5	- Perfil meridional da energia cinética zonal e da turbulenta e distribuição espectral da energia cinética turbulenta, no Hemisfério Sul.....	101

LISTA DE TABELAS

III.1 - Escala de movimento, eficiência dos transportes meridionais de momentum e de calor sensível e contribuição das ondas 1, 2 e 3 de geopotencial e temperatura para a variância total, em 1977, nível de 30 mb no Hemisfério Norte.....	84
III.2 - Escala de movimento, eficiência dos transportes meridionais de momentum e de calor sensível e contribuição das ondas 1, 2 e 3 de geopotencial e temperatura para a variância total, em 1977, nível de 50 mb no Hemisfério Norte.....	87
III.3 - Escala de movimento, eficiência dos transportes meridionais de momentum e de calor sensível e contribuição das ondas 1, 2 e 3 de geopotencial e temperatura para a variância total, em 1969, nível de 30 mb no Hemisfério Sul.....	91

LISTA DE SÍMBOLOS

- a_k^f - primeiro coeficiente da expansão da grandeza f , em série de Fourier, da onda k .
- A_k^f - amplitude da grandeza f , da onda k .
- b_k^f - segundo coeficiente de Fourier.
- B - fluxo vertical de calor ($\text{mb seg}^{-1}\text{K}$).
- $C_A = (P_Z, P_E)$ - conversão de P_Z em P_E ($\text{m}^2\text{seg}^{-3}$).
- $C_E = (P_E, K_E)$ - conversão de P_E em K_E ($\text{m}^2\text{seg}^{-3}$).
- $C_K = (K_E, K_Z)$ - conversão de K_E em K_Z ($\text{m}^2\text{seg}^{-3}$).
- C_p - calor específico do ar seco, à pressão constante ($\text{m}^2\text{seg}^{-2}\text{K}^{-1}$).
- $\frac{1}{C_p} \frac{dh}{dt}$ - taxa de aquecimento diabático (C seg^{-1}).
- $C_Z = (P_Z, K_Z)$ - conversão de P_Z em K_Z ($\text{m}^2\text{seg}^{-3}$).
- E - raio da Terra (m)
- $E_{V\psi}$ - eficiência do transporte horizontal relacionado com v e ψ .
- $F = 2\Omega$ - dobro da velocidade angular da Terra (seg^{-1}).
- f_c - parâmetro de Coriolis (seg^{-1}).
- F_k - coeficiente complexo da expansão, em série de Fourier.
- $F_r(k)$ - transformada de Fourier, da correlação r .
- f_{ψ_j} - porcentagem que a onda j contribui para a variância total de ψ .
- f_1 - grandeza f no nível 1 (50 mb).
- f_2 - grandeza f no nível 2 (38,7 mb).
- f_3 - grandeza f no nível 3 (30 mb).
- g - aceleração de gravidade (m seg^{-2}).
- H - fluxo vertical de energia ($\text{mb m}^2\text{seg}^{-3}$).
- $i = \sqrt{-1}$ - número complexo.
- k - número de onda.

\hat{k} - versor da direção vertical.

K - energia cinética total ($m^2 \text{seg}^{-2}$).

K_E - energia cinética turbulenta ($m^2 \text{seg}^{-2}$).

K_Z - energia cinética do fluxo zonal médio ($m^2 \text{seg}^{-2}$).

L_k - comprimento de onda do k -ésimo harmônico (m).

M - fluxo vertical de momentum (mb m seg^{-2}).

n - no máximo, metade do número de dados N .

N - número de dados, ao longo de uma latitude (36).

P - Pressão (mb)

P_E - energia potencial turbulenta disponível ($m^2 \text{seg}^{-2}$).

P_b - nível de pressão, tomado como base para o ciclo de energia (38,7 mb)

P_Z - energia potencial zonal disponível ($m^2 \text{seg}^{-2}$).

R - constante do gás para o ar seco ($m^2 \text{seg}^{-2} K^{-1}$).

$r(x(\lambda, \phi), \psi(\lambda, \phi))$ - correlação entre x e ψ , para cada longitude λ e cada latitude ϕ .

S - fluxo horizontal de calor sensível ($mK \text{seg}^{-1}$).

S_{vZ} - escala para o movimento horizontal.

T - temperatura absoluta (K).

u - componente zonal do vento ($m \text{seg}^{-1}$).

v - componente meridional do vento ($m \text{seg}^{-1}$).

\vec{V} - vento total ($m \text{seg}^{-1}$).

\vec{V}_H - vento horizontal ($m \text{seg}^{-1}$).

Z - altura geopotencial (m).

α - volume específico ($Kg m^{-3}$).

δ - divergência horizontal (seg^{-1}).

∇_p - operador "del", para um nível de pressão constante.

σ - vorticidade absoluta (seg^{-1}).

- θ - temperatura potencial (K).
- λ - longitude.
- λ_A^f - longitude das cristas de f .
- λ_B^f - longitude dos cavados de f .
- λ_R^f - fase da onda k , da grandeza f .
- λ_r - longitude dos pontos com dados.
- ω - componente vertical da vorticidade relativa (seg^{-1}).
- π - 3.14159...
- σ - parâmetro de estabilidade estática ($\text{m}^2 \text{seg}^{-2} \text{mb}^{-2}$).
- τ_E - fluxo turbulento de energia, através da superfície de pressão P_b ($\text{m}^2 \text{seg}^{-3}$).
- τ - fluxo horizontal de momentum ($\text{m}^2 \text{seg}^{-2}$).
- τ_Z - fluxo zonal de energia, através da superfície de pressão P_b ($\text{m}^2 \text{seg}^{-3}$).
- ϕ - latitude.
- v - componente vertical da velocidade no sistema (x, y, p, t) (mb seg^{-1}).
- ω - velocidade angular da Terra (seg^{-1}).
- $(\bar{\quad})_z$ - média zonal.
- $(\bar{\quad})_m$ - média meridional.
- $(\bar{\quad})_p$ - média em relação à pressão.
- $(\quad)'$ - desvio com respeito à média zonal.
- $(\quad)''$ - desvio com respeito à média meridional.
- $(\quad)^*$ - desvio com respeito à média na pressão.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Os primeiros quilômetros da atmosfera da Terra (Troposfera) contêm a maior parte da massa e energia e são, primariamente, as transformações de energia, nessa região da atmosfera, que produzem o tempo. Entretanto, a circulação da parte superior da atmosfera (Estratosfera) é de interesse tanto por ela mesma, como porque tem-se que incluir a interação entre a troposfera e a estratosfera, na previsão a longo prazo.

Um dos fenômenos mais espetaculares da estratosfera, que recebeu grande atenção nos últimos anos, é o aquecimento estratosférico brusco, no inverno da estratosfera polar. O gradiente médio anual de temperatura na estratosfera é positivo do Equador para o pólo; entretanto, no inverno, a temperatura, na baixa estratosfera, atinge o máximo em torno de 45° de latitude e decresce para o pólo e o Equador. Essa estratosfera polar fria requer um cisalhamento de oeste do vento zonal, culminando no chamado jato da noite polar. Em alguns casos, este quadro normal de inverno, com jato de oeste, é interrompido de uma maneira espetacular em meados do inverno. Dentro do prazo de alguns dias, o jato da noite polar fica altamente deformado e desaparece, acompanhado de um forte aquecimento de grande escala da estratosfera polar. Em alguns casos, a temperatura tem um aumento de até 40°C , em poucos dias, no nível de 50 mb (Reed et al, 1963). Estudos anteriores do ciclo de energia do aquecimento estratosférico sugerem que um aumento da propagação da energia da troposfera, por ondas de escala planetária, primariamente com números de onda 1 e 2, é essencial no desenvolvimento do aquecimento (Perry, 1967).

No Hemisfério Norte, janeiro e fevereiro são os meses mais favoráveis para fortes aquecimentos bruscos, mas os de menor intensidade ocorrem quase todo o inverno (Labitzke, 1977). Estudos com dados no Hemisfério Sul sugerem que aquecimentos em meados de inverno também ocorrem na estratosfera da Antártida (Barnett, 1975; Rao e Murty,

1973). Hada (1975) estudou o processo de transporte de calor sensível associado aos aquecimentos no Hemisfério Sul, utilizando a técnica da análise harmônica e identificou um aquecimento fraco, em meados do inverno de 1969 e o aquecimento final, em fins da primavera do mesmo ano.

1.1 - HISTÓRICO: DESCOBERTA E ESTUDOS POSTERIORES

O primeiro aquecimento estratosférico detectado foi o de 1952 por Scherhag (apud Schoeberl, 1978) que notou um acréscimo brusco na temperatura, no nível de 10 mb, em radiossondagens sobre Berlim, no dia 30 de janeiro. Essa descoberta estimulou o uso de balões de altos níveis e, pelo fim da década de 50, estudos observacionais, utilizando esta técnica, até o nível de 10 mb, tornaram-se comuns. Porém, até 1957 não se conhecia a extensão do fenômeno, quando em janeiro desse ano um aquecimento estratosférico brusco ocorreu sobre a rede de estações de radiossondagem dos EUA. Assim, Teweles (1958), Craig e Hering (1959) e Lowenthal (1957), fizeram uma análise sinótica parcial do evento. Outro aquecimento ocorreu em 1958 (durante o primeiro IGY - ano geofísico internacional) e dados de ar superior sobre a URSS foram utilizados para completar o quadro sinótico.

Dos estudos dos aquecimentos de 56-57 e 57-58, este último por Teweles e Finger (1958) e Scherhag (1960), conclui-se que o aquecimento estratosférico é um fenômeno que envolve as mais longas perturbações harmônicas zonais: as ondas planetárias. Por isso, os estudos teóricos, com base nas propriedades dinâmicas dessas ondas, são os de mais sucesso.

Charney e Drazin (1961) mostraram que as ondas planetárias podem penetrar na estratosfera, somente durante o inverno, quando os ventos são moderados e de oeste. Entretanto, tentativas de mostrar que os aquecimentos possam ser o resultado de instabilidade baroclínica, com amplificação das ondas de escala planetária, falharam (Murray, 1960; McIntyre, 1972), apesar de uma recente renovação dessa possibilidade por Clark (1978).

Avanços tecnológicos em foguetes, na década de 60, permitiram uma expansão na pesquisa em altos níveis, e foi possível derivar a circulação de grande escala da estratosfera do Hemisfério Norte. Dados de foguetes mostram que as maiores variações no inverno se localizam em cerca de 40 a 45 km e que os aquecimentos podem ser detectados, mesmo em grandes altitudes.

Mais recentemente, uma grande quantidade de dados de satélite começou a ser utilizada na análise dos aquecimentos estratosféricos, os quais são obtidos de medidas na faixa do infravermelho pelos satélites: SIRS (Satélite de Espectrômetro na faixa do infravermelho), VTPR (Radiômetro de perfil vertical de temperatura) e SCR (Radiômetro de canal seletor). Esses dados, mais os convencionais de foguetes e radiossondagens, têm possibilitado uma compreensão maior dos aquecimentos em ambos os hemisférios (Labitzke e Barnett, 1973; Quiroz, 1971 e 1975).

Por muitos anos pensou-se que os aquecimentos intensos de meio de inverno ficassem confinados na estratosfera do Hemisfério Norte, talvez devido aos poucos dados de foguetes e radiossondagens disponíveis no Hemisfério Sul. Mas, com o advento dos satélites, Barnett (1975) detectou um intenso aquecimento sobre a Antártida durante julho de 1974, tão forte como os de 70-71 e 74-75 do Hemisfério Norte, em 10 mb. Entretanto, medidas de radiossonda não mostram a circulação reversa, isto é, os ventos médios de oeste não são substituídos por ventos de este, como ocorre em muitos aquecimentos do Hemisfério Norte (Quiroz, 1975).

Como em todas as áreas da Meteorologia, modelagens numéricas representam uma metodologia muito útil para análises teóricas e, nos últimos anos, rápido avanço tem sido dado nesse sentido. Matsuno (1971), com um modelo dinâmico-mecânico, sugeriu que o aquecimento é gerado através da interação da circulação média zonal com as ondas planetárias, ao longo de níveis críticos (velocidade de fase horizontal da onda iguala-se à do vento zonal médio). Seu modelo reproduz muitas das características do aquecimento brusco, quando a amplitude das ondas

planetárias é bruscamente aumentada na troposfera. Outros modelos serão enfocados mais tarde, neste trabalho.

1.2 - ASPECTOS OBSERVADOS DO AQUECIMENTO NOS HEMISFÉRIOS NORTE E SUL E IMPLICAÇÕES TEÓRICAS

Quando se analisa o aquecimento estratosférico é necessário levar-se em conta a circulação da estratosfera de todo o hemisfério em inverno. Para tanto, far-se-á uma análise qualitativa.

Depois do equinócio de outono o aquecimento, em altas latitudes, devido à absorção de radiação ultra-violeta pelo ozônio, decresce quando a noite polar se expande na direção equatorial. A temperatura sobre o pólo, no inverno, diminui e desenvolvem-se ventos fortes de oeste, que são originados pelo gradiente meridional de temperatura entre o Equador e o pólo e pela força de Coriolis. Surge, então, devido ao esfriamento das regiões polares, uma célula média de circulação, na qual o ramo ascendente é sobre o pólo, no inverno, e o descendente sobre o pólo, no verão (Leovy, 1964; Schoeberl e Strobel, 1978). Estes movimentos são compensados por um não-balanço radiativo na atmosfera, através de processos adiabáticos, o que resulta na inversão do gradiente meridional de temperatura na mesosfera e um enfraquecimento dos ventos de oeste sobre a estratopausa. O núcleo dos ventos fortes de oeste que se formam na estratosfera é o chamado "jato da noite polar" ou "vórtice polar".

Além da circulação média forçada radiativamente, formam-se, na troposfera, (devido à baroclinicidade, à orografia e aos processos diabáticos) turbilhões que se propagam e perturbam a circulação da estratosfera. O mais importante desses turbilhões, em latitudes médias, são as ondas quase-estacionárias de grande escala com números de onda zonais 1 e 2, chamadas ondas planetárias (à circulação média zonal corresponde o número de onda zero).

Ocasionalmente, um pulso de onda planetária de amplitude muito grande é observado na estratosfera, frequentemente associado ao desenvolvimento de bloqueio na troposfera (Namias, 1964; Tung e Lindzen, 1979). Dentro de uma semana a dez dias, segue-se um súbito a crêscimo na amplitude da onda, a temperatura aumenta muito sobre o pólo, e os ventos zonais de oeste invertem para este. Observa-se que em latitudes polares, o aquecimento aparece primeiro nos altos níveis e, então, propaga-se para a baixa estratosfera (Matsuno, 1971), podendo, mesmo em aquecimentos bruscos mais fortes, penetrar até na baixa troposfera (Taylor e Perry, 1977; Quiroz, 1977; McGuirk, 1978).

Para se padronizar o uso dos termos "maior" e "menor", usados na classificação dos aquecimentos, a Comissão para Ciências Atmosféricas da Organização Meteorológica Mundial (OMM) adotou as seguintes definições (McInturff, 1978):

"1. Um aquecimento estratosférico é chamado de *menor* se um significativo aumento na temperatura é observado (isto é, pelo menos 25° em um período de uma semana ou menos) em algum nível estratosférico, em alguma área do hemisfério em inverno, medido por dados de radiossonda ou de foguetes e/ou indicado por dados de satélite; e se os critérios para aquecimentos maiores (veja a seguir) não são encontrados. Aquecimentos menos extremos serão classificados como *pulsos de aquecimento* (warming pulses)".

"2. Um aquecimento estratosférico pode ser chamado de *maior* se em 10 mb ou abaixo, a temperatura média latitudinal crescer em direção ao pólo a partir de 60° N de latitude e uma circulação reversa associada for observada (isto é, ventos médios de oeste a partir de 60° de latitude, em direção ao pólo, são substituídos por ventos médios de este, na mesma área)".

Nos aquecimentos maiores, em geral, os sistemas térmicos de escala planetária movendo-se na direção polar, causam uma circulação reversa, ou seja, a quebra do jato da noite polar como o aparecimento de ventos de este.

No caso do Hemisfério Sul, nenhum aquecimento maior foi detectado, mas o aumento de temperatura é tão grande quanto os aquecimentos maiores do Hemisfério Norte. Observações mostram outra diferença climatológica importante: o jato da noite polar é mais forte e a estratosfera polar é mais fria no Hemisfério Sul. Encontraram-se ondas 1-3 com amplitudes comparáveis às do Hemisfério Norte (Hartmann, 1977; Loon e Jenne, 1972), e a onda 2, tendo uma significativa componente propagando-se para este, durante o inverno (Hartmann, 1976; Leovy e Webster, 1976).

Quiroz (1975) atribui a não inversão (ou quebra) do jato da noite polar, ao fato dele ser muito forte, no inverno, antes do aquecimento, isto é, parece haver um limite no aumento de temperatura, sobre o pólo para que isto ocorra. Como a estratosfera polar do Hemisfério Sul é mais fria, o aquecimento parece ser insuficiente para causar a inversão do gradiente meridional de temperatura, sobre uma camada profunda, o bastante para quebrar o jato da noite polar.

Teoricamente, foram testados vários modelos, mas, basicamente, todos são numéricos para prever as características das variáveis atmosféricas, através de solução numérica das equações da hidrodinâmica, sujeita às condições iniciais e de contorno. Destacar-se-ão, agora, os modelos mais significantes e que obtiveram melhores resultados:

- a) Modelos Prognósticos: empregam como condição inicial, um campo meteorológico observado (pressão, temperatura e vento) e tentam prever o aquecimento a partir desse ponto. Utilizando este tipo de modelagem, Miyakoda et al (1970) conseguiram simular a quebra do jato da noite polar para o caso do inverno de 1965.

Estes modelos estudam o fenômeno, depois de já iniciado e não dão informações sobre a origem do evento, e o que realmente se quer é a situação física que leva ao aquecimento.

- b) Modelos Climatológicos: começam de um estado físico geral, como o equilíbrio térmico, e tentam, por integração a longo prazo das equações da hidrodinâmica, chegar aos padrões que representam a média climatológica da estratosfera. Durante o período de integração de muitos desses experimentos, certas variações nos padrões sinóticos da estratosfera, representando aquelas observadas durante os aquecimentos bruscos, são ocasionalmente encontradas, como o acréscimo súbito do transporte de energia da baixa para a alta atmosfera, causando o aumento da energia cinética turbulenta, nos níveis estratosféricos. Manabe e Hunt (1968), Cunnold et al (1975) utilizaram este tipo de modelagem.
- c) Modelos de Teste de Hipótese: empregam modelos numéricos para testar a influência de certas características implícitas nos mesmos, tais como condições de contorno, efeitos radiativos, etc. Clark (1970) e Matsuno (1971) utilizaram este tipo de modelagem. O modelo de Clark é, em princípio, climatológico, iniciado com um estado de equilíbrio, radiativo e fotoquímico, e depois, usado como um teste do fenômeno do aquecimento brusco. Matsuno fez uma extensiva simulação numérica, baseada na interação entre a propagação vertical das ondas planetárias e o vento zonal. Essa interação ocorre quando as ondas atingem um nível crítico, no qual a velocidade horizontal de fase de onda relativa ao vento zonal é nula. Os resultados obtidos são tais que, em geral, há uma propagação para cima de aceleração de este, diminuindo os ventos de oeste e acarretando a formação de uma camada crítica em altos níveis, havendo, então, absorção de energia por ela e levando ao aquecimento. Encontram-se, também, ventos de este acelerados abaixo do nível da camada crítica, e ela avança mais para baixo, levando, então, a uma propagação no tempo, no mesmo sentido, do aquecimento e dos ventos de este.

É conveniente comentar algumas precauções na utilização de modelos:

- 1) As condições de fluxo e de temperatura estratosférica que precedem um aquecimento maior podem ser bem diferentes das médias climatológicas, por isso são necessários cuidados especiais na escolha das condições iniciais para os modelos de simulação;
- 2) As magnitudes reais do cisalhamento do vento podem ser de importância, para testar a instabilidade barotrópica e baroclínica, mas também o são na avaliação numérica da equação da vorticidade potencial, quando empregada em modelos de simulação;
- 3) Para comparar o resultado de modelos de simulação com observações é também útil conhecer-se alguma coisa sobre as escalas vertical e horizontal das perturbações na temperatura. Dados de foguetes têm mostrado que o aquecimento e o esfriamento estendem-se bem para dentro da mesosfera (Labitzke, 1972). Além disso, Quiroz (1971) encontrou um comprimento vertical de onda típico de cerca de 45 km.

1.3 - ENERGÉTICA

Na baixa estratosfera das altas latitudes, a alta estabilidade estática amortece a instabilidade baroclínica, logo, o ciclo de energia é diferente do da troposfera. Além disso, a estratosfera recebe energia radiativa do Sol e energia mecânica da troposfera. Alguns aspectos do ciclo anual dependem da variação latitudinal da absorção de energia radiativa, mas todas as variações importantes na circulação da estratosfera dependem da redistribuição vertical de energia feita pelas ondas que são geradas, primariamente, na troposfera.

De observações sabe-se que a estratosfera polar é mais quente que a equatorial, na média anual. Os processos radiativos, ao contrário, tendem a aquecer a estratosfera equatorial e a esfriar a polar, em média. Assim, o gradiente meridional de temperatura observado não pode ser devido a considerações radiativas. O transporte turbulento de calor na estratosfera é para os pólos, como na troposfera, mas o

gradiente médio de temperatura $\bar{\epsilon}$ é o inverso do observado na troposfera, logo, o transporte $\bar{\epsilon}$ é na direção do gradiente de calor, ou seja, a estratosfera $\bar{\epsilon}$, termodinamicamente, equivalente a um refrigerador. Os turbilhões removem calor da região equatorial fria e depositam na região polar quente, mantendo, desse modo, o gradiente reverso médio de temperatura contra o amortecimento radiativo. Este ciclo é dirigido pelo mecanismo de calor da troposfera, através da propagação vertical de energia cinética.

As transformações básicas são de energia cinética turbulenta para energia potencial turbulenta, devido à subsidência de ar relativamente quente ao ar frio nos vórtices, e à simultânea transformação de energia potencial disponível turbulenta para energia potencial disponível média zonal, pela advecção para os pólos de ar quente, e para o Equador de ar frio nos vórtices. O fluxo de calor turbulento para os pólos, na estratosfera, tende a originar uma circulação direta média meridional, com movimento ascendente na estratosfera polar quente e subsidência na estratosfera equatorial fria. Isto resulta na transformação de energia potencial zonal disponível em energia cinética média zonal. A radiação funciona como um sumidouro para a energia potencial zonal disponível.

Então, conclui-se que a estratosfera, na média zonal, é uma camada um tanto passiva, que é, basicamente, dirigida pelo fluxo de energia das camadas mais baixas.

Em todos os aquecimentos, para os quais se calculou o ciclo de energia, nota-se um forte fluxo de energia da troposfera, precedendo-os. Em certos termos do balanço de energia estratosférico, entretanto, encontraram-se diferenças significativas.

Quando as ondas planetárias propagam-se verticalmente, transportam calor e momentum das latitudes médias para as regiões polares, devido às inclinações das cristas ou cavados na vertical e horizontal, respectivamente (Eliassen e Palm, 1961). Para uma perturbação no

tempo de um harmônico das ondas planetárias, a convergência dos fluxos turbulentos de calor e momentum associados, em uma atmosfera invíscida, não alteram a circulação média, desde que seus efeitos se cancelam (Charney e Drazin, 1961). Entretanto, este cancelamento é afetado pelo amortecimento diabático, efeitos não-lineares e a transiência das ondas planetárias durante o inverno (Loon et al, 1975). Existe uma alta correlação entre as oscilações na amplitude das ondas planetárias e a magnitude do vento zonal médio na baixa estratosfera. Isto indica que as ondas planetárias e o fluxo zonal forte estão associados a transporte turbulento de calor (Madden, 1975). As oscilações são causadas por ondas planetárias livres, movendo-se para oeste com um período de 16 dias (Madden, 1978). Como esta onda livre desloca-se tanto em fase como fora de fase com as ondas planetárias estacionárias, isto aumenta e diminui a amplitude da onda e o transporte de calor para os pólos, associado às ondas estacionárias. Isto, finalmente, resulta na flutuação do gradiente meridional médio de temperatura e na oscilação do vento zonal médio.

A Figura I.1 apresenta um esquema para a análise do ciclo de energia.

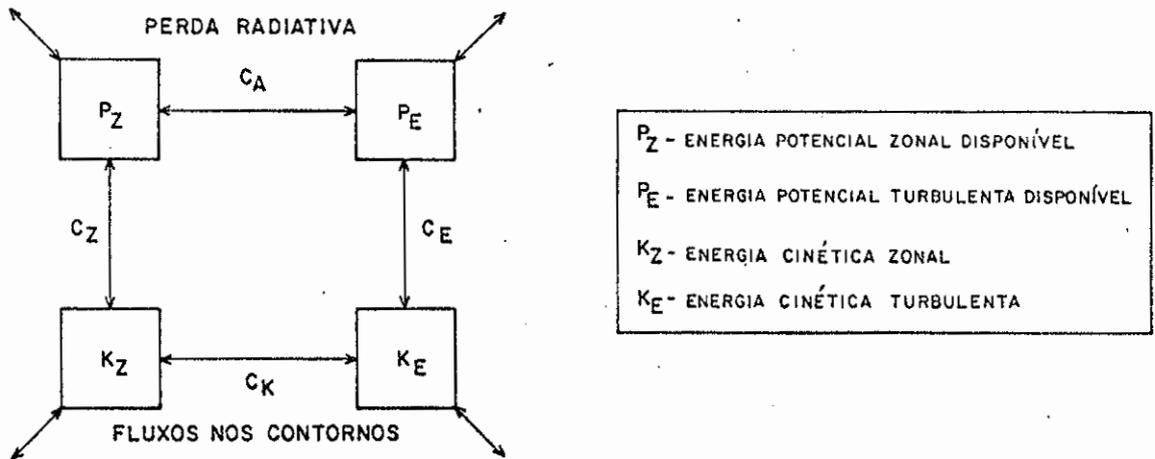


Fig. I.1 - Esquema para análise do ciclo de energia.

Os termos de conversão de energia C_A e C_K , entre as formas zonais de energia P_Z e K_Z , e as formas turbulentas P_E e K_E , mostrados na Figura I.1, têm analogias físicas simples. Se uma onda transporta calor para o pólo na direção do gradiente médio de temperatura (com a temperatura crescendo para o pólo), então, a onda age como um refrigerador, aumentando o gradiente de temperatura pólo-Equador e a energia potencial zonal disponível (P_Z), enquanto perde energia potencial turbulenta disponível (P_E), no processo. Neste caso, C_A aponta de P_E para P_Z . O inverso ocorre quando a onda transporta calor e o gradiente é tal que a temperatura diminua para o pólo; o gradiente médio é reduzido, e a energia potencial zonal disponível diminui, e C_A aponta de P_Z para P_E , resultando em um aumento da energia da onda, no processo.

Uma análise semelhante pode ser feita para o transporte de momentum e a troca de energia cinética C_K . Quando há convergência do transporte de momentum, onde o vento zonal é máximo ou divergência nas regiões onde o vento zonal é mínimo, tem-se uma transformação de K_E em K_Z . Se a correlação entre a convergência do transporte de momentum e o vento zonal for o inverso do exposto acima, a troca é de K_Z para K_E .

Para o caso da conversão de energia C_E , quando se tem o processo de ar quente subindo e ar frio descendo (circulação térmica direta) no plano zonal-vertical, há uma transformação de P_E para K_E . Se ocorrer uma circulação térmica indireta, P_E aumenta, reduzindo K_E .

Julian e Labitzke (1965), Figura I.2, calcularam o ciclo de energia para o aquecimento de 1962-63 e encontraram que as conversões de energia antes do aquecimento são, em geral, semelhantes às obtidas por Doplick (1971) para o ciclo anual: as ondas planetárias, na estratosfera, ganham energia às expensas do gradiente zonal médio de temperatura. Encontraram, também, um grande fluxo turbulento de energia proveniente da troposfera, indicando que esta tem um papel importante nas flutuações estratosféricas no estágio do pré-aquecimento. Depois do aquecimento, a troposfera ainda dirige as flutuações da estratosfera, mas as ondas transportam calor na direção do gradiente de temperatura para

o pólo, agora invertido, e perdem energia para o fluxo zonal médio.

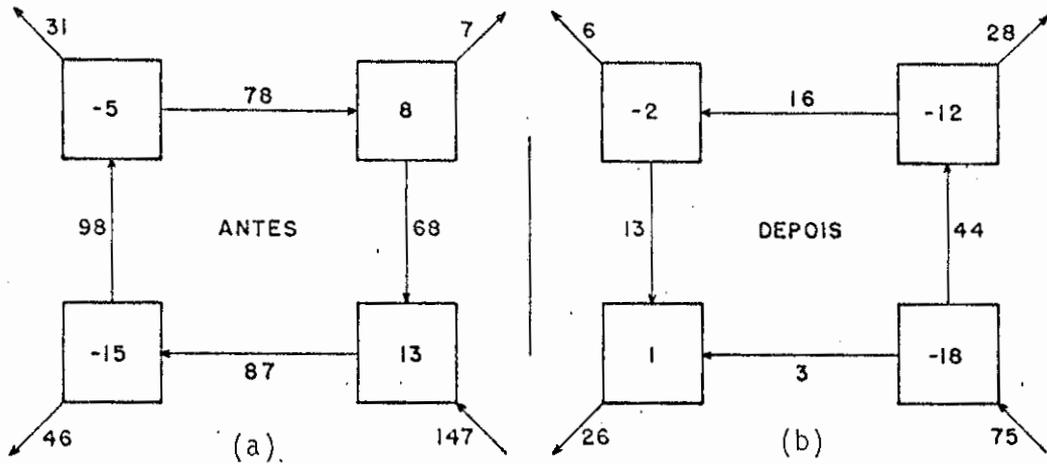


Fig. I.2 - Ciclo de energia antes e depois do aquecimento de 62-63 (Julian e Labitzke, 1965).

As quantidades dentro das caixas são integrais de variação no tempo (Unidade: $10^7 \text{ ergs cm}^{-2}$).

Outro aspecto interessante na Figura I.1 é o termo C_Z , que dá a direção do campo zonal médio do movimento vertical. Quando C_Z aumenta, P_Z e a temperatura média zonal decresce para o pólo, isto implica que o fluxo zonal médio é para cima, no pólo, e para baixo, em latitudes médias e baixas. Fisicamente, o fluxo vertical médio zonal aumenta o gradiente médio de temperatura por esfriamento, pela ascensão de ar, e aquecimento adiabático, pela subsidência. No período de pré-aquecimento, da Figura I.2 (a), há movimento ascendente sobre o pólo e geração de P_Z , mas na fase de pós-aquecimento (Fig. I.2 (b)) a conversão inverte, e P_Z transforma-se em K_Z . Neste período, o campo de movimento vertical não mudou, mas sim o gradiente de temperatura, que inverteu, e o movimento médio zonal, então, tende a esfriar a região polar quente e a aquecer as regiões de latitudes médias mais frias, diminuindo P_Z .

Contudo, apesar desses estudos do ciclo de energia serem informações diagnósticas úteis, dão muito pouca indicação sobre os mecanismos responsáveis para a ocorrência do aquecimento estratosférico brusco (Schoeberl, 1978).

1.4 - INFLUÊNCIAS DO AQUECIMENTO SOBRE AS ATIVIDADES HUMANAS

Foi observado que as mudanças atmosféricas de grande escala são associadas aos aquecimentos estratosféricos em níveis que vão desde a troposfera até a ionosfera. Em um estudo recente, Labitzke (1978) mostrou que a troposfera é afetada pela quebra do jato da noite polar na estratosfera, pelo menos no que diz respeito ao movimento das ondas planetárias. Então, espera-se que os aquecimentos estratosféricos influenciem as atividades humanas que dependem de variações atmosféricas.

A previsão numérica do tempo requer dados sobre uma escala global, incluindo níveis estratosféricos. Quando se estudam as transformações de energia que ocorrem na circulação geral, talvez seja necessário levar em conta modelagens de processos atmosféricos, que incluem o fenômeno do aquecimento estratosférico. O grau de precisão em que esses processos são modelados pode influenciar, fortemente, as previsões a longo prazo.

O desenvolvimento e operação de veículos espaciais que atravessam a estratosfera e mesosfera requerem informações da alta atmosfera. Sob condições ambientais anômalas, a previsão das variáveis atmosféricas e informações de fluxo em tempo real são dados necessários, tanto por economia como por questões de segurança. Isto dá uma certa utilidade prática às modelagens em altos níveis.

Além desses, outros problemas associados a sensores de satélites, determinação das concentrações de constituintes acima da tropopausa, aumento de concentração de elétrons nas regiões D e E, e outros, são influenciados pela ocorrência de aquecimentos estratosféri

cos bruscos, em grande escala, durante o inverno (Murgatroyd, 1970).

1.5 - OBJETIVOS E DADOS

O objetivo deste trabalho foi realizar um estudo diagnóstico dos aspectos observados e inferir características teóricas dos aquecimentos estratosféricos bruscos nos Hemisférios Norte e Sul. Embora já se tenha algum entendimento, detalhes desse fenômeno ainda requerem estudos observacionais e teóricos (Schoeberl, 1978).

Para tanto, utilizou-se a técnica da análise harmônica (veja as justificativas físicas e matemáticas no Apêndice B), ou seja, dividiram-se os campos do escoamento e da temperatura da baixa estratosfera em vários harmônicos e estudaram-se os seus comportamentos individuais. Foram calculados os fluxos de momentum e de calor sensível e suas eficiências, bem como o ciclo de energia no domínio do número de onda, e ainda, outros fatores dinâmicos importantes como movimento vertical, vorticidade, divergência, escala do movimento, etc.

No caso do Hemisfério Norte, o aquecimento durante janeiro de 1977, que foi o mais forte nos últimos anos, foi escolhido. Para o Hemisfério Sul estudou-se o evento de 1969, do qual dispunha-se de cartas sinóticas para várias datas. Os dados utilizados para as análises citadas nos capítulos seguintes são:

- a) Para o Hemisfério Norte, cartas sinóticas diárias, 00 GMT, dos níveis de 50 e 30 mb. Essas cartas são de 1 a 19 de janeiro de 1977 e contêm isolinhas de temperatura e de altura geopotencial. São provenientes do Instituto de Meteorologia da Universidade "Freien" de Berlim;
- b) Para o Hemisfério Sul, cartas sinóticas do nível de 30 mb e as seguintes datas do ano de 1969: 18 de junho; 9 de julho; 13, 17, 20 e 27 de agosto; 29 de outubro; 5 e 19 de novembro. Também, apresentam isolinhas de temperatura e de altura geopotencial e

fazem parte do "NASA Technical Memorandum" X-2109 de dezembro de 1970 (Miller et al, 1970).

Deve-se mencionar que os dados para o Hemisfério Norte são melhor distribuídos no espaço e no tempo que os do Hemisfério Sul, devido à existência de um maior número de estações meteorológicas de altitude operando regularmente. Ademais, o erro máximo observado é da ordem de $\pm 2^{\circ}\text{C}$ nas sondagens de ar superior na estratosfera (Bengtsson, 1975). Além deste, existe a possibilidade de erro de interpolação gráfica, a qual é feita diretamente nas cartas sinóticas, principalmente nas latitudes de 70 e 80, pois nas latitudes mais baixas que estas, os campos interpolados são distribuídos de tal forma que a interpolação é mais confiável (Figuras II.2 a II.9).

CAPÍTULO II

CARACTERÍSTICAS SINÓTICAS DA BAIXA ESTRATOSFERA DURANTE O INVERNO

Neste capítulo, tratar-se-ão das principais características sinóticas da baixa estratosfera, nos Hemisférios Norte e Sul, baseado, a análise, em cartas sinóticas com os campos de altura geopotencial e temperatura para o nível de 30 mb, pois em 50 mb (Hemisfério Norte) as características são semelhantes. Dar-se-á ênfase para a época da ocorrência do aquecimento.

2.1 - HEMISFÉRIO NORTE

As Figuras II.2 a II.5 são cartas sinóticas do Hemisfério Norte para 30 mb nos dias 3, 8, 12 e 28 de janeiro de 1977. As linhas pretas são isolinhas de altura geopotencial (dam) e as cinzas são de temperatura ($^{\circ}\text{C}$).

Quiroz (1975), como ressaltado na introdução, classifica os aquecimentos do Hemisfério Norte em dois tipos, segundo a trajetória dos centros térmicos quentes:

- a) No tipo 1, o centro térmico quente tem uma trajetória basicamente zonal, até unir-se com o centro térmico quente quase-estacionário, associado à alta "Aleutian", para, então, adquirir um movimento na direção polar.
- b) No tipo 2, a onda 2, zonal quase-estacionária, amplifica-se e move-se para o pólo, com pouca mudança de fase.

Este aquecimento maior de 76-77 é um exemplo típico do tipo 1.

Neste inverno (novembro de 1976 a março de 1977), a estratosfera teve quatro inversões do gradiente meridional de temperatura média zonal (Schoeberl, 1978), como mostrado na Figura II.1

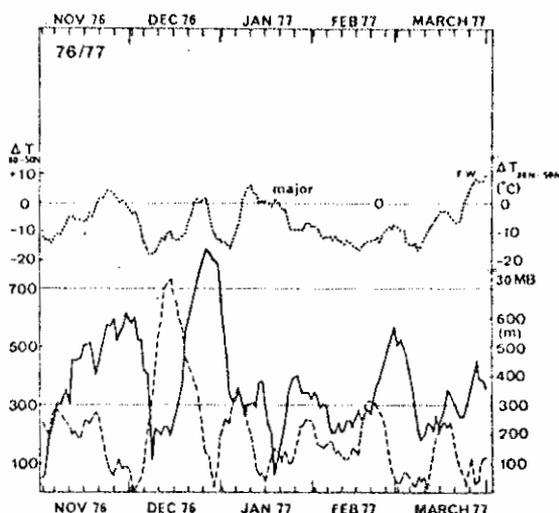


Fig. II.1 - Valores da diferença de temperatura ΔT entre 80°N e 50°N , média zonal em 30 mb (pontilhadas) e valores diários da amplitude, em metros, dos harmônicos zonais 1 (contínuas) e 2 (tracejadas) em 60°N , para o aquecimento de 76/77, baseado em Schoeberl (1978), p.526.

A primeira inversão ocorreu em novembro de 1976, que resultou do desenvolvimento de uma forte circulação de onda 1, associada a um aumento gradual de temperatura média zonal em médias e altas latitudes. Esta perturbação decresceu, no início de dezembro, quando a circulação voltou ao normal de inverno, com ventos de oeste ao longo de um vórtice polar frio.

Na segunda, a circulação assumiu, rapidamente, uma configuração de onda 2 com pico em meados de dezembro; e uma área de alta temperatura, aproximadamente sobre o Japão, intensificou-se e moveu-se para noroeste e continuou, nessa trajetória, até que a intensidade da onda decresceu, enquanto a onda 1 aumentou rapidamente.

Na terceira inversão, a onda 1 do campo de geopotencial diminuiu de amplitude rapidamente e houve um aumento da temperatura sobre a Europa e o oeste da Ásia, com um movimento do centro quente asso

ciado a alta Aleutian para o pólo (Fig. II.2). Daí, a baixa lá existente separou-se em dois centros, o jato da noite polar quebrou-se e o gradiente meridional de temperatura média zonal inverteu-se (por volta de 8 de janeiro de 1977 - Fig. II.3). Associado a isto, teve-se a intensificação das ondas 1 e 2, com pico de atividade em torno do dia 8 de janeiro. A alta Aleutian atingiu, então, a região polar e funcionou como um sistema de bloqueio para o vento e teve-se vento zonal médio de este, em todas as latitudes acima de 60°N (dia 12 de janeiro de 1977 - Fig. II.4). Esses ventos de este atingiram o valor máximo no dia 15 de janeiro. A alta de bloqueio permaneceu sobre o pólo durante todo o período do aquecimento, e durante 10 a 20 de janeiro, este anticiclone polar se estendeu desde a superfície até 10 mb, o que é uma característica peculiar desse aquecimento (Quiroz, 1977).

No final de janeiro, as condições normais de inverno foram reestabelecidas, com o retorno da alta Aleutian para sua posição original (Fig. II.5).

A quarta inversão, que apareceu em março, foi o aquecimento final e a circulação estatosférica assumiu, a partir daí, o regime de verão, com ventos médios de este em torno de uma alta polar relativamente quente.

Este trabalho foi referente ao período da terceira inversão de temperatura (a primeira e segunda semanas de janeiro de 1977), pois é a que dá a característica de aquecimento maior, com a quebra do jato da noite polar.

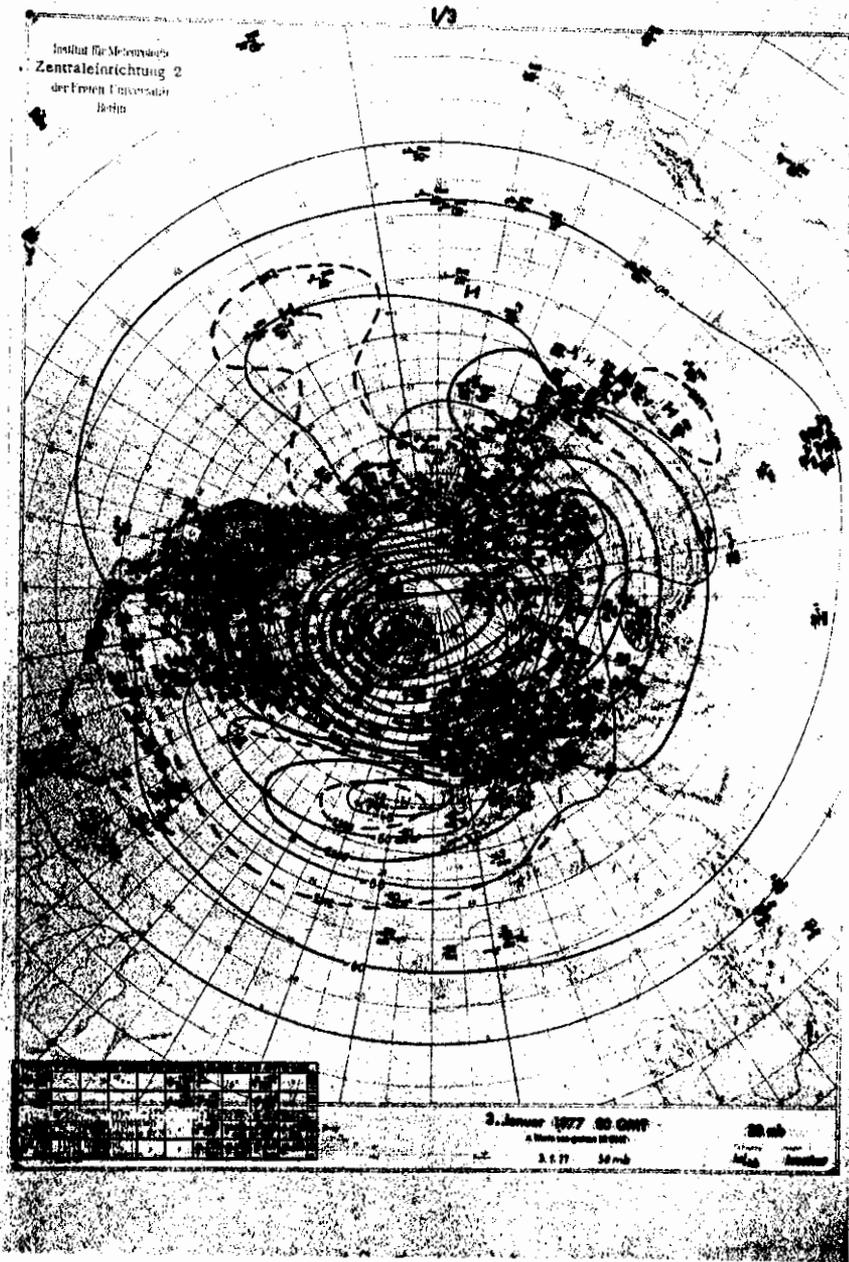


Fig. II.2 - Análise do Hemisfério Norte, 30 mb, para o dia 03/01/1977.

Altura em decâmetros geopotenciais (linhas pretas) e temperatura em graus Celsius (linhas cinzas), onde H e T são para alta e baixa no geopotencial e W e K para centros térmicos quente e frio, respectivamente.

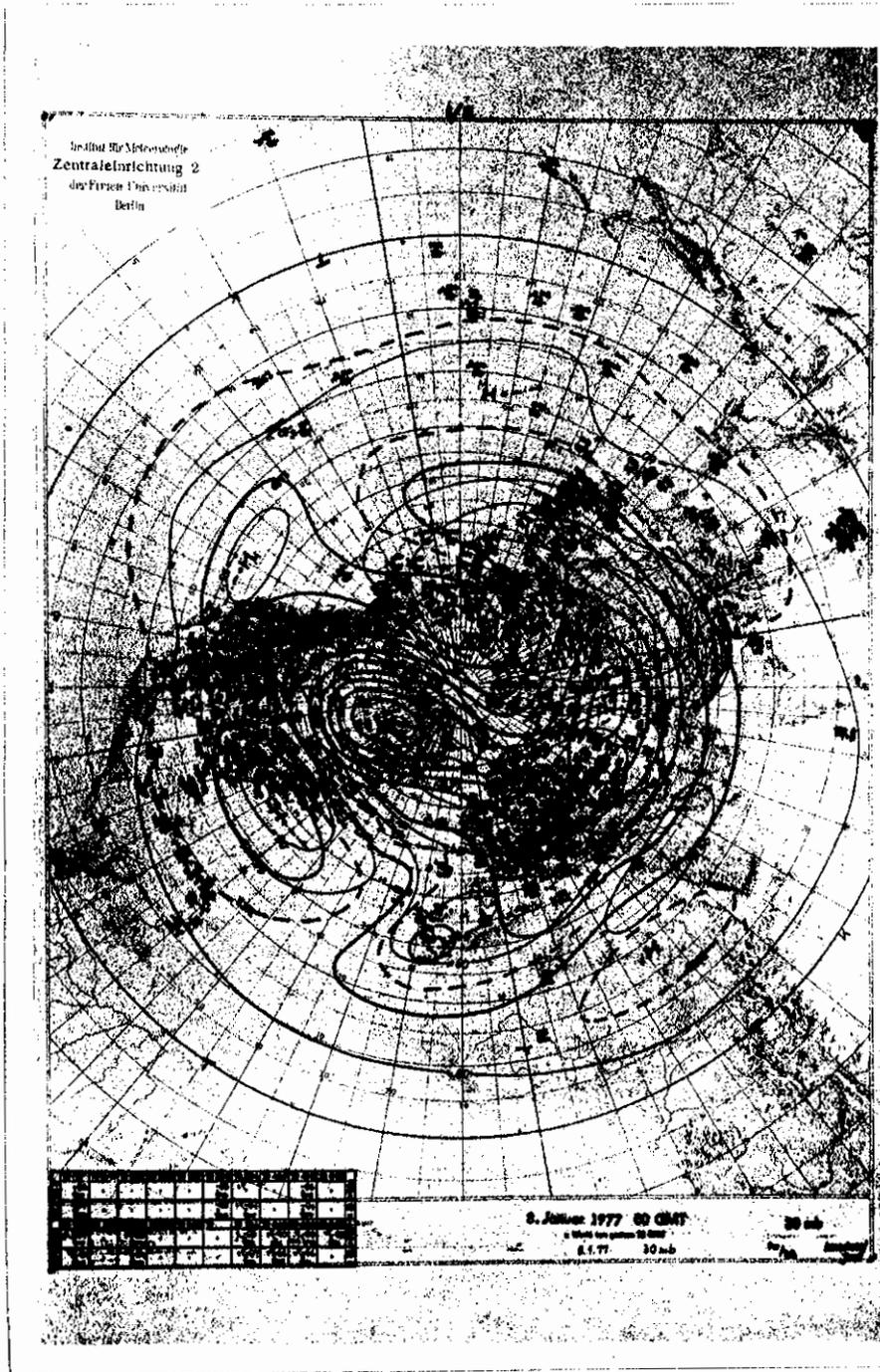


Fig. II.3 - Análise do Hemisfério Norte, 30 mb, para o dia 08/01/1977.

Altura em decâmetros geopotenciais (linhas pretas) e temperatura em graus Celsius (linhas cinzas), onde H e T são para alta e baixa no geopotencial e W e K para centros térmicos quente e frio, respectivamente.

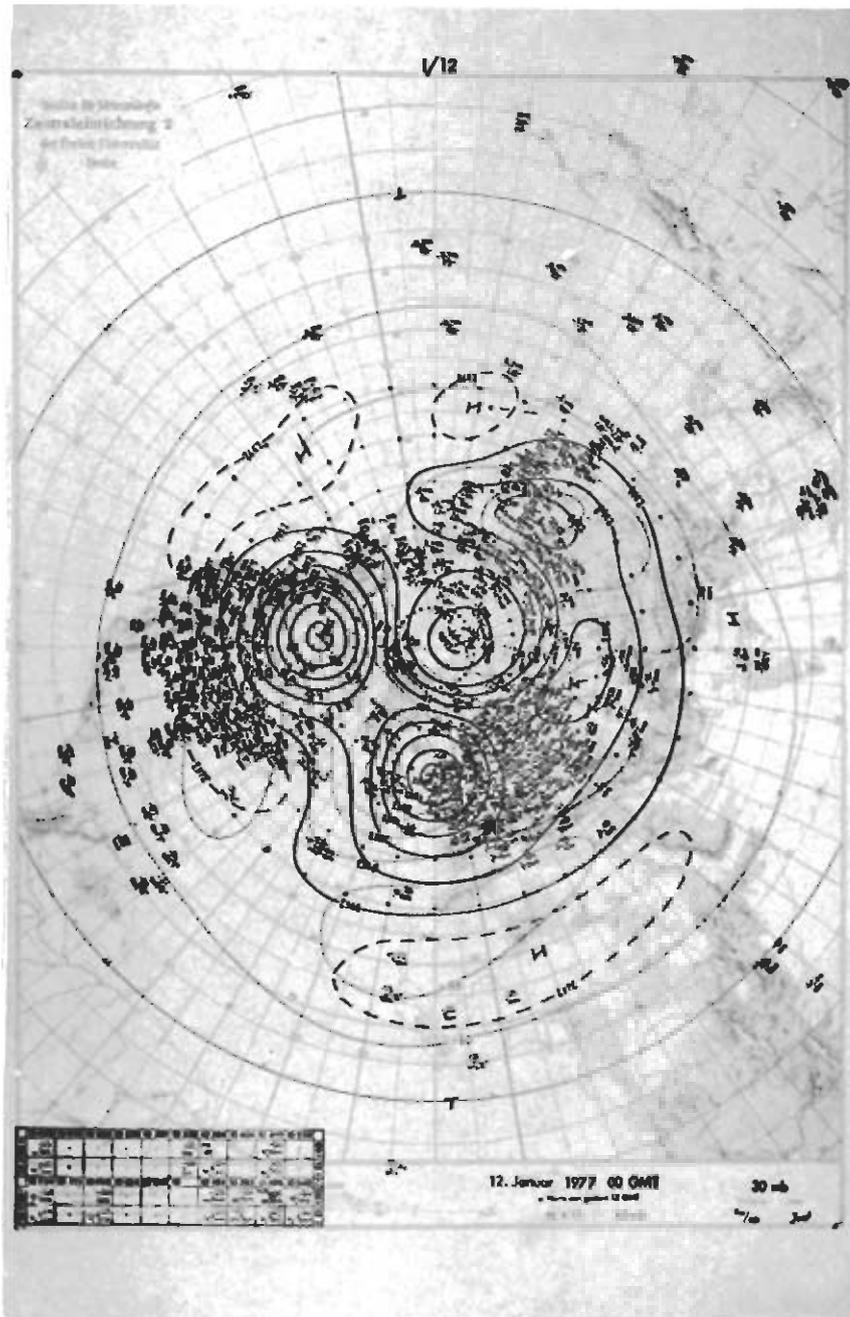


Fig. II.4 - Análise do Hemisfério Norte, 30 mb, para o dia 12/01/1977.

Altura em decâmetros geopotenciais (linhas pretas) e temperatura em graus Celsius (linhas cinzas), onde H e T são para alta e baixa no geopotencial e W e K para centros térmicos quente e frio, respectivamente.

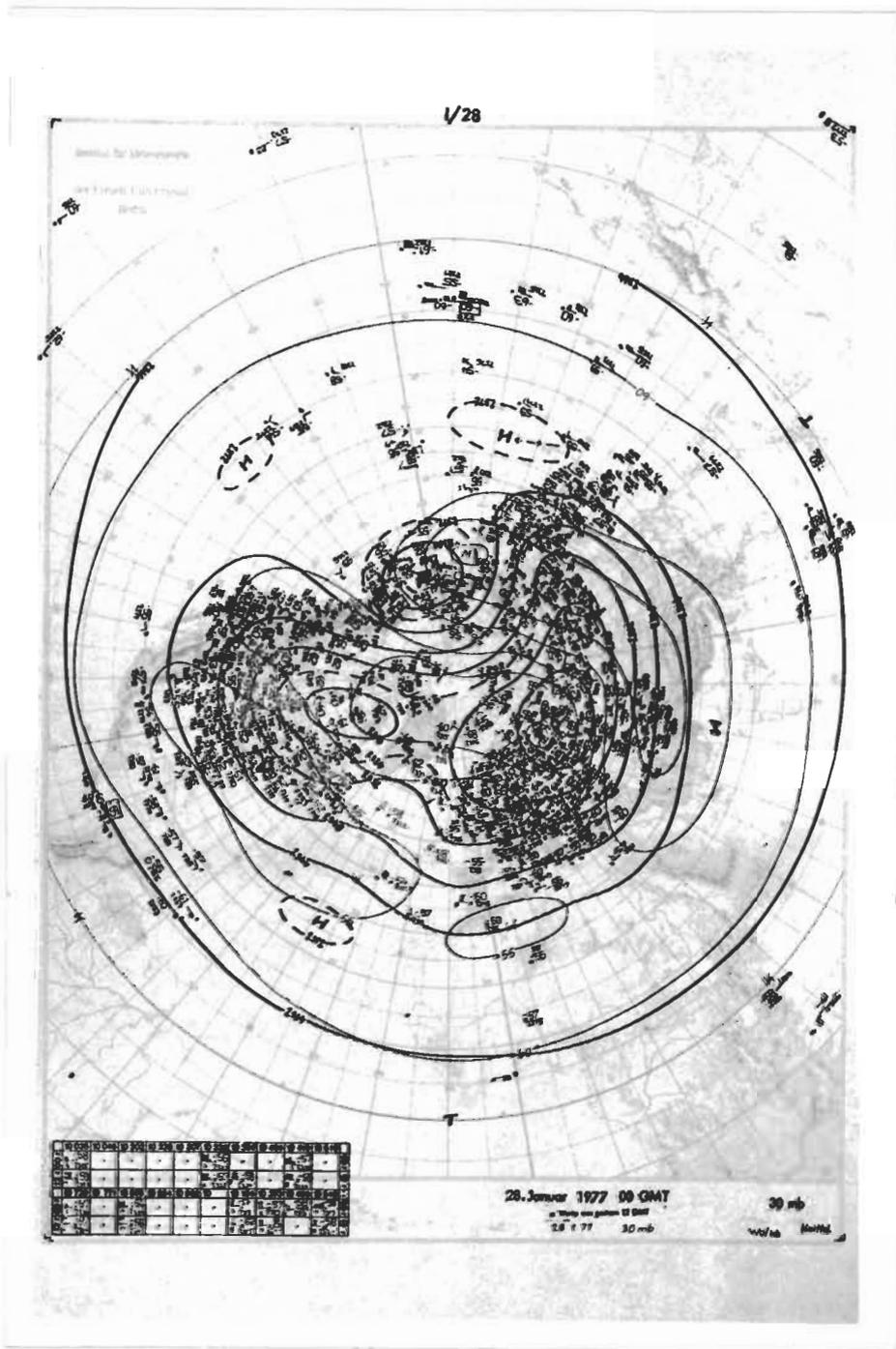


Fig. II.5 - Análise do Hemisfério Norte, 30 mb, para o dia 28/01/1977.

Altura em decâmetros geopotenciais (linhas pretas) e temperatura em graus Celsius (linhas cinzas), onde H e T são para alta e baixa no geopotencial e W e K para centros térmicos quente e frio, respectivamente.

2.2 - HEMISFÉRIO SUL

As Figuras II.6 a II.9 são cartas sinóticas do Hemisfério Sul para 30 mb, para os dias 9 de julho, 17 de agosto, 29 de outubro e 19 de novembro de 1969. As linhas contínuas são isolinhas de altura geopotencial (m) e as tracejadas são isotermas ($^{\circ}\text{C}$).

Nos dias 9 de julho e 17 de agosto, tem-se a dominância dos baixos números de onda, nas latitudes médias e altas. Há uma baixa fria sobre o pólo e o fluxo zonal médio é de oeste, com a temperatura decrescendo das latitudes médias para o pólo. No dia 9 de julho, há um centro de ar quente em 80°E , que se intensifica e surge um novo centro quente em 20°W , no dia 17 de agosto. Há o movimento das altas e baixas de geopotencial para oeste, nas baixas e médias latitudes, comparando-se as cartas dos dias 9 de julho e 17 de agosto.

Já no dia 29 de outubro, os dois centros de ar quente se juntam e caminham na direção polar, tornando a baixa polar mais quente, relativamente. No dia 19 de novembro, tem-se uma baixa quente sobre o pólo, com o gradiente meridional de temperatura média zonal invertido, mas o escoamento zonal médio ainda é de oeste. Nas baixas e médias latitudes, as altas e baixas de geopotencial movem-se mais para este e as altas penetram em latitudes maiores, na direção polar.

As baixas latitudes no Hemisfério Sul parecem se alterar relativamente mais que no Hemisfério Norte e lá, o reestabelecimento do anticiclone com ventos de este é mais coincidente com a inversão do gradiente de temperatura, ou seja, o campo de altura geopotencial responde mais rapidamente com a chegada da primavera. Porém, pode-se notar que a intensidade do aquecimento no Hemisfério Sul, isto é, o aumento de temperatura sobre o pólo, é da mesma ordem de grandeza que os aquecimentos maiores do Hemisfério Norte, apesar de não ocorrer a quebra do jato de oeste.

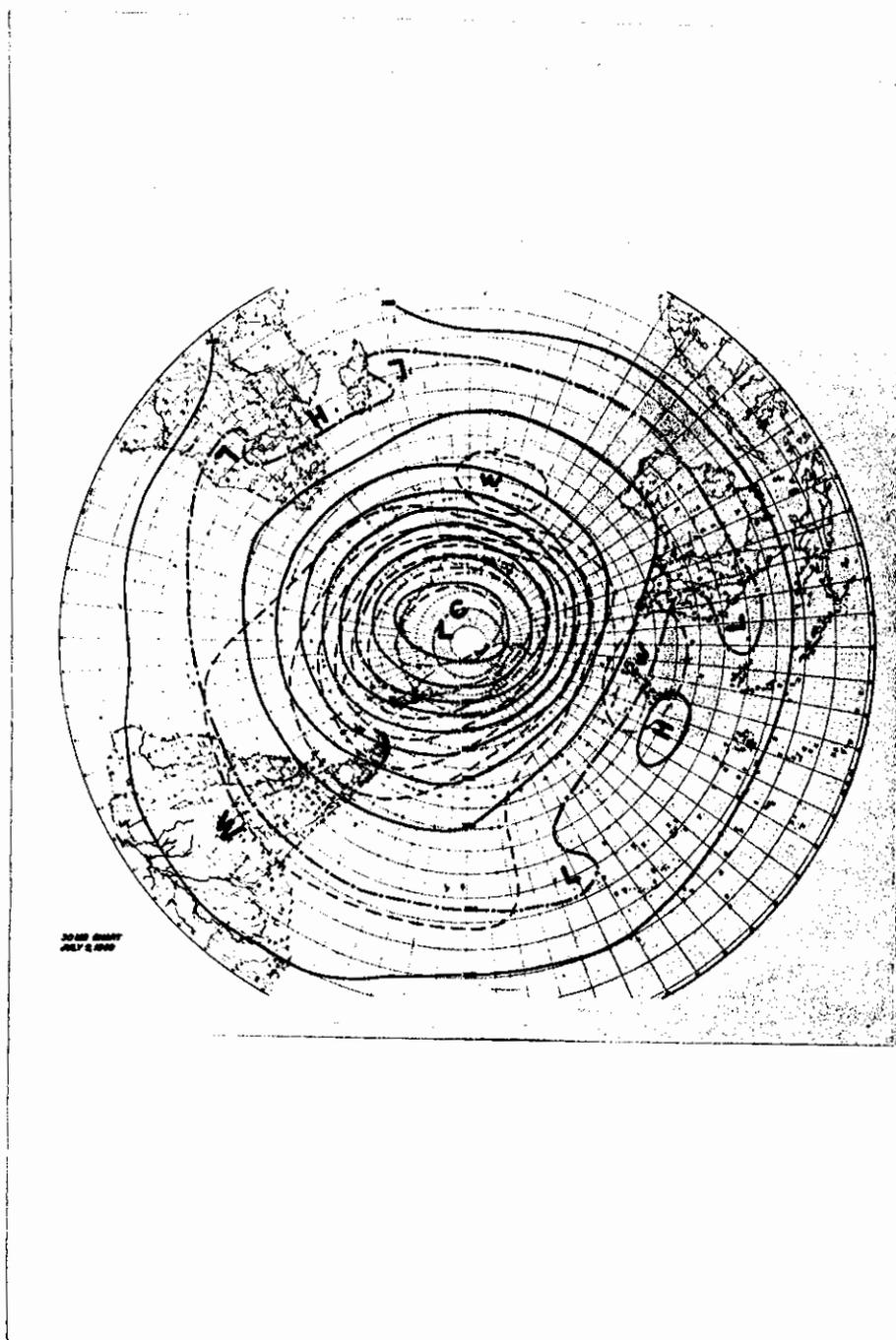


Fig. II.6 - Análise do Hemisfério Sul, 30 mb, para o dia 09/06/1969.

Altura em metros geopotenciais (linhas contínuas) e temperatura em graus Celsius (linhas tracejadas). As letras H e L são para alta e baixa de geopotencial e W e C para centros térmicos quente e frio, respectivamente.



Fig. II.7 - Análise do Hemisfério Sul, 30 mb, para o dia 17/08/1969.

Altura em metros geopotenciais (linhas contínuas) e temperatura em graus Celsius (linhas tracejadas). As letras H e L são para alta e baixa de geopotencial e W e C para centros térmicos quente e frio, respectivamente.

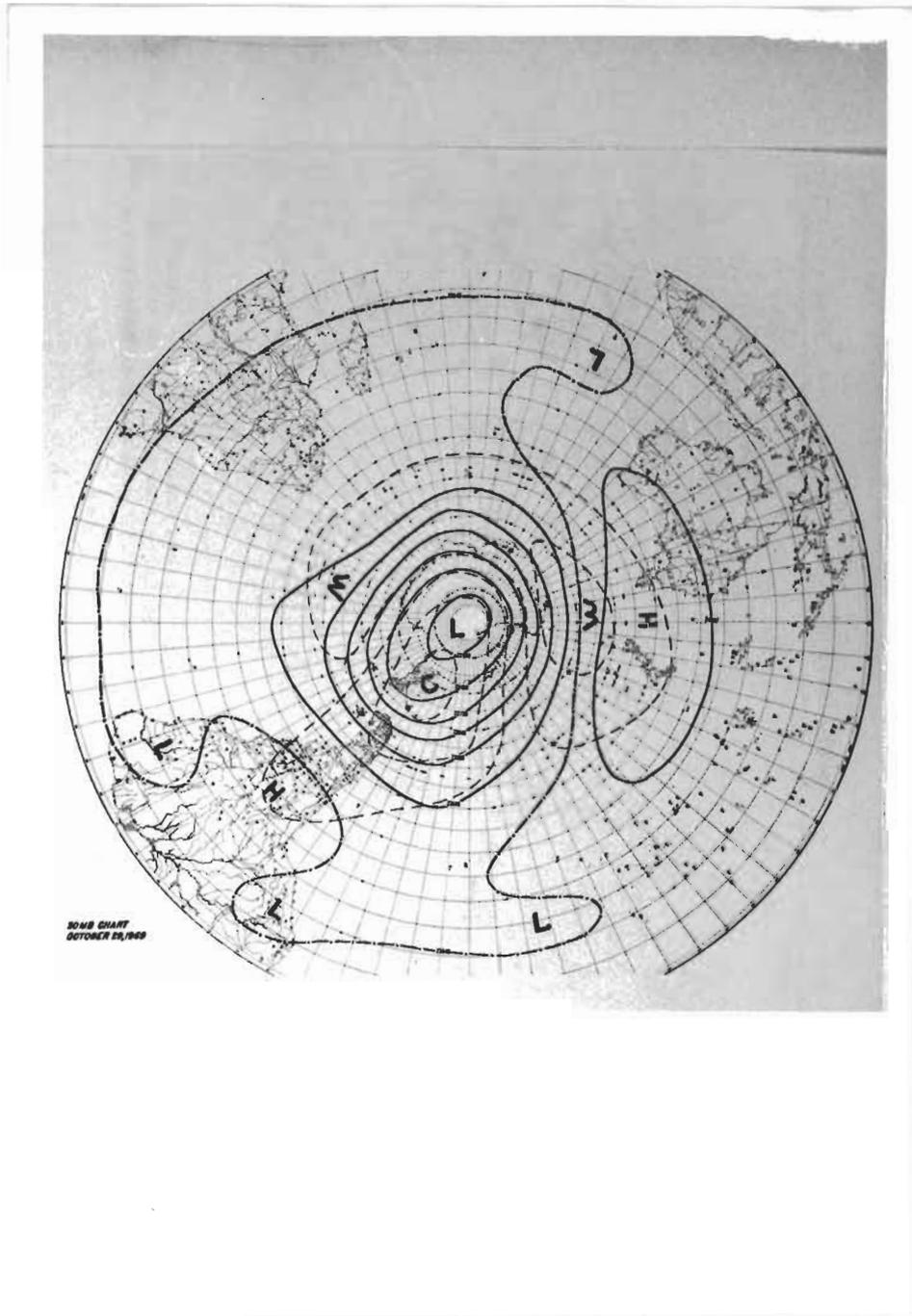


Fig. II.8 - Análise do Hemisfério Sul, 30 mb, para o dia 29/10/1969.

Altura em metros geopotenciais (linhas contínuas) e temperatura em graus Celsius (linhas tracejadas). As letras H e L são para alta e baixa de geopotencial e W e C para centros térmicos quente e frio, respectivamente.

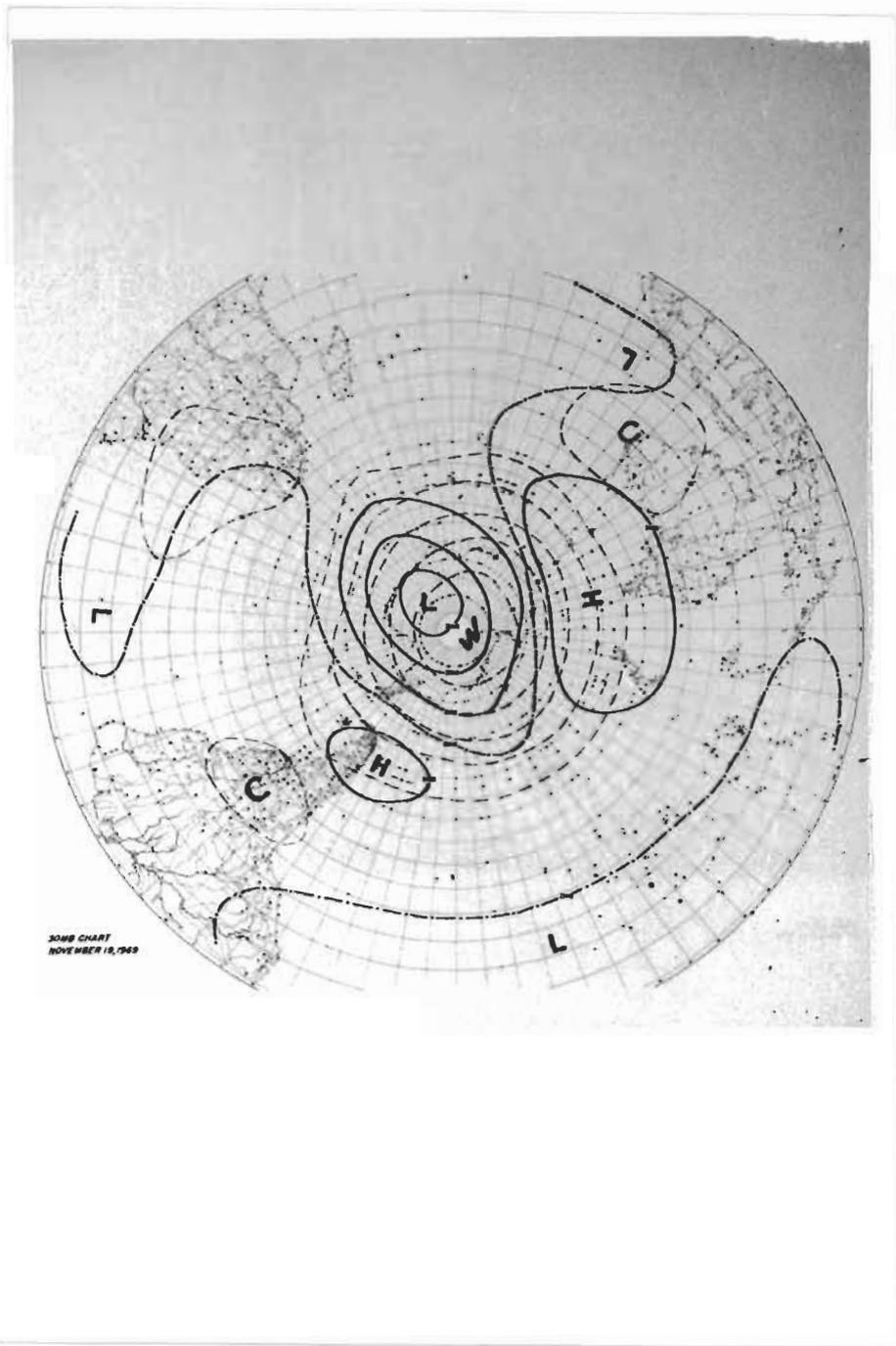


Fig. II.9 - Análise do Hemisfério Sul, 30 mb, para o dia 19/11/1969.

Altura em metros geopotenciais (linhas contínuas) e temperatura em graus Celsius (linhas tracejadas). As letras H e L são para alta e baixa de geopotencial e W e C para centros térmicos quente e frio, respectivamente.

CAPÍTULO III

ASPECTOS DINÂMICOS DO AQUECIMENTO

Neste capítulo, tratar-se-ão dos seguintes aspectos dinâmicos do aquecimento: os campos zonais médios do vento e temperatura, a estrutura das ondas de geopotencial e de temperatura, os fluxos horizontais de momentum e calor sensível, a velocidade vertical, a divergência horizontal, a componente vertical da vorticidade, a escala de movimento e a eficiência dos transportes meridionais de calor e momentum. Os detalhes do cálculo dessas grandezas se encontram nos Apêndices A a D.

As figuras para o Hemisfério Sul são correspondentes às feitas para o Hemisfério Norte, porém, como as datas das cartas que se dispunham para o Hemisfério Sul são irregularmente e bastante espaçadas e de apenas um nível, escolheram-se três datas representativas e, ao invés de um gráfico contínuo no tempo, apresentam-se os perfis meridionais das respectivas grandezas em estudo.

3.1 - CAMPOS ZONAIS MÉDIOS DE VENTO E TEMPERATURA

As mais espetaculares variações durante os aquecimentos estratosféricos maiores são observadas no vento e na temperatura médios zonais. Discutir-se-ão agora essas variações.

Existe uma grande concordância entre os níveis de 50 e 30 mb, Hemisfério Norte. No início de janeiro (Figura III.1 (a) e (b)) há uma desaceleração do jato da noite polar, culminando com o aparecimento de uma linha de velocidade nula, por volta do dia 8 de janeiro de 1977, primeiro em altas latitudes e, depois, propagando-se para sul, com o tempo, e dando origem, em meados de janeiro, a uma região de ventos fortes de este em latitudes superiores a 55°N , caracterizando a "quebra do jato". As variações no nível de 30 mb são maiores que as de 50 mb em altas latitudes.

O campo de temperatura média zonal (Figura III.2 (a) e (b)) mostra, no início de janeiro, o gradiente normal de inverno na baixa estratosfera, com um máximo em torno de 45°N e o decréscimo da temperatura em direção ao pólo e ao equador. A seguir, há um rápido aumento na temperatura das altas latitudes, o que causa, por volta do dia 8 de janeiro de 1977, uma inversão no gradiente meridional de temperatura a partir de 60°N , que continua pelo período em estudo.

Embora a magnitude das variações dessas quantidades, no Hemisfério Norte, não são especialmente grandes em comparação com outros aquecimentos maiores anteriores, a profundidade do seu efeito parece ser pouco comum (O'Neill e Taylor, 1979).

A Figura III.3 (a) e (b) mostra os perfis meridionais do vento e temperatura zonais médios respectivamente para 30 mb, Hemisfério Sul. Há uma grande desaceleração, na primavera, do jato da noite polar e o deslocamento do máximo para latitudes maiores. Mas não ocorre a sua "quebra", ou seja, os ventos não mudam para este. Deve-se salientar que a intensidade do jato é bem maior que no Hemisfério Norte, pelo menos antes do aquecimento (cerca de 64 m seg^{-1} , no dia 20 de agosto de 1969).

Analisando o campo de temperatura (Figura III.3 (b)), nota-se que há um aquecimento substancial das regiões polares que culminam por ficarem mais quentes, relativamente às latitudes mais baixas, caracterizando a inversão do gradiente meridional de temperatura.

Este aquecimento de 1969, então, é um exemplo típico de aquecimento estratosférico menor, pois apesar do grande aumento de temperatura nas altas latitudes não houve a quebra do jato. Desde que ocorreu na primavera, com o início da mudança da circulação para o regime de verão, é denominado de aquecimento final.

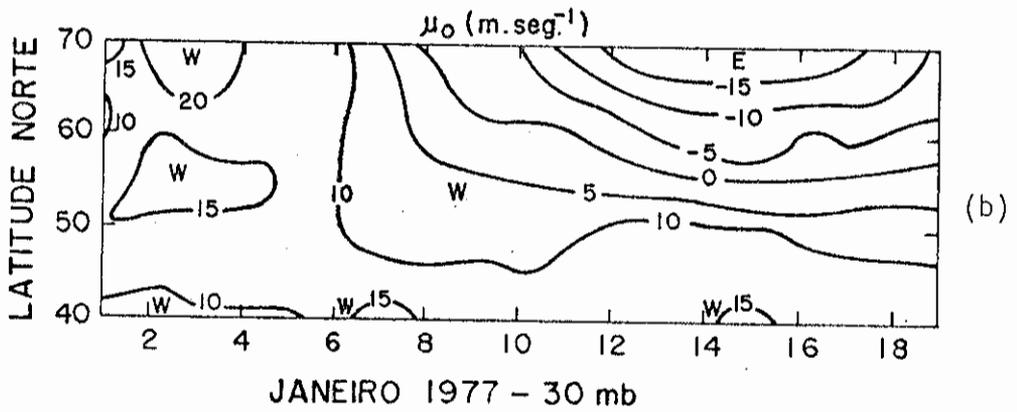
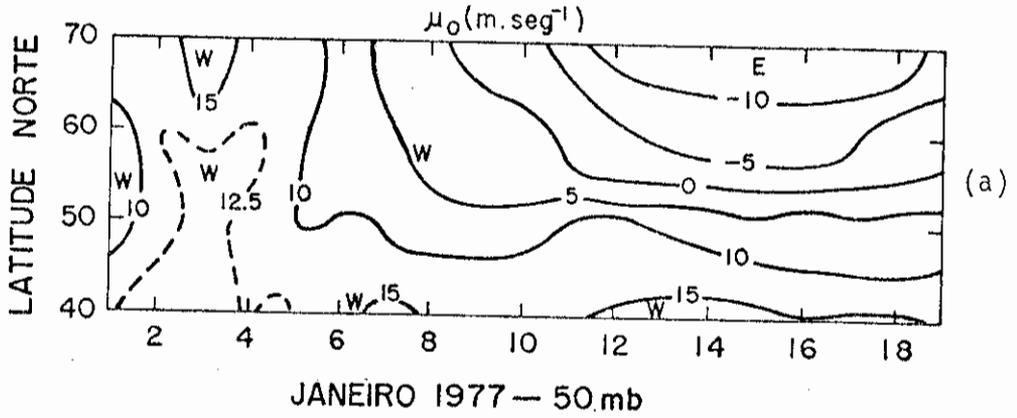


Fig. III.1 - Seção latitudinal-tempo do vento zonal médio u_0 , para o Hemisfério Norte.

W é para os ventos de oeste e E para os ventos de este.

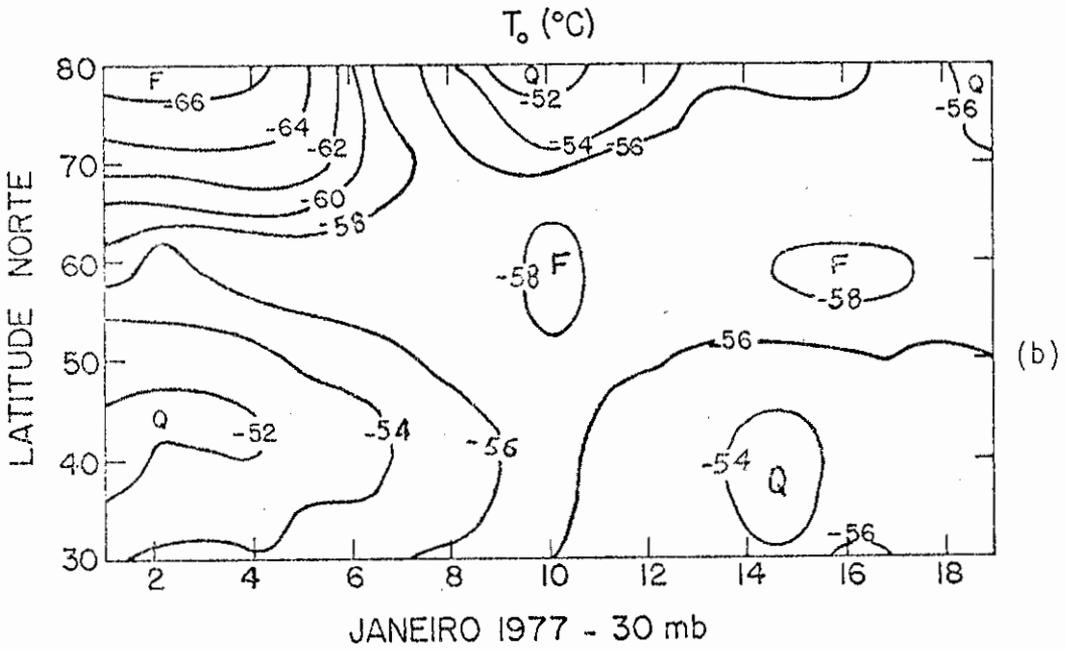
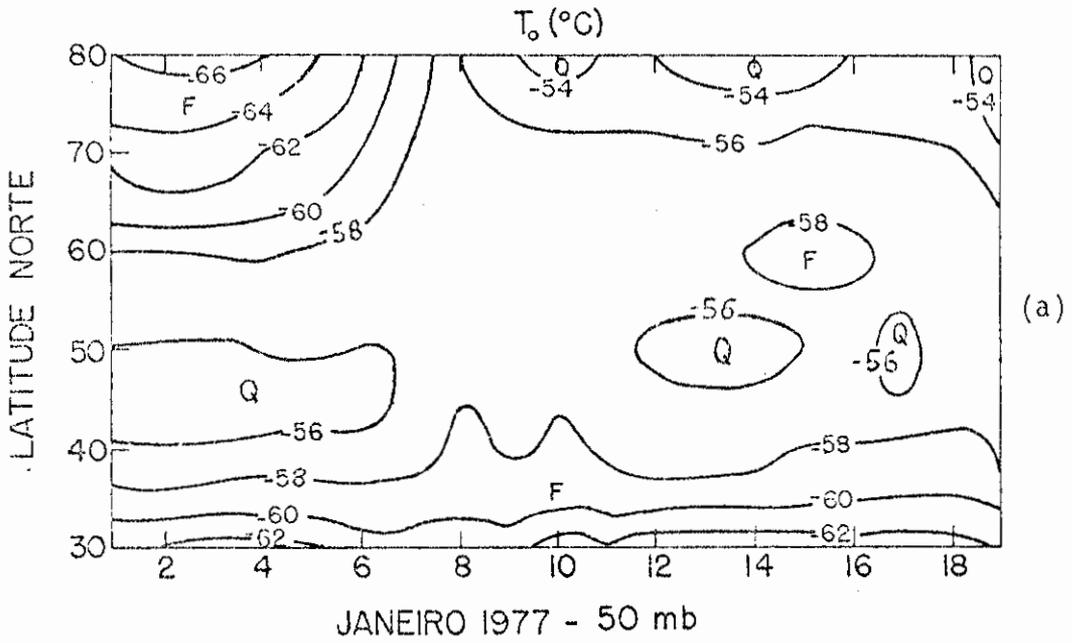


Fig. III.2 - Seção latitudinal-tempo da temperatura zonal \bar{m} dia T_0 , para o Hemisfério Norte.

Q é para as regiões relativamente quentes e F para as frias.

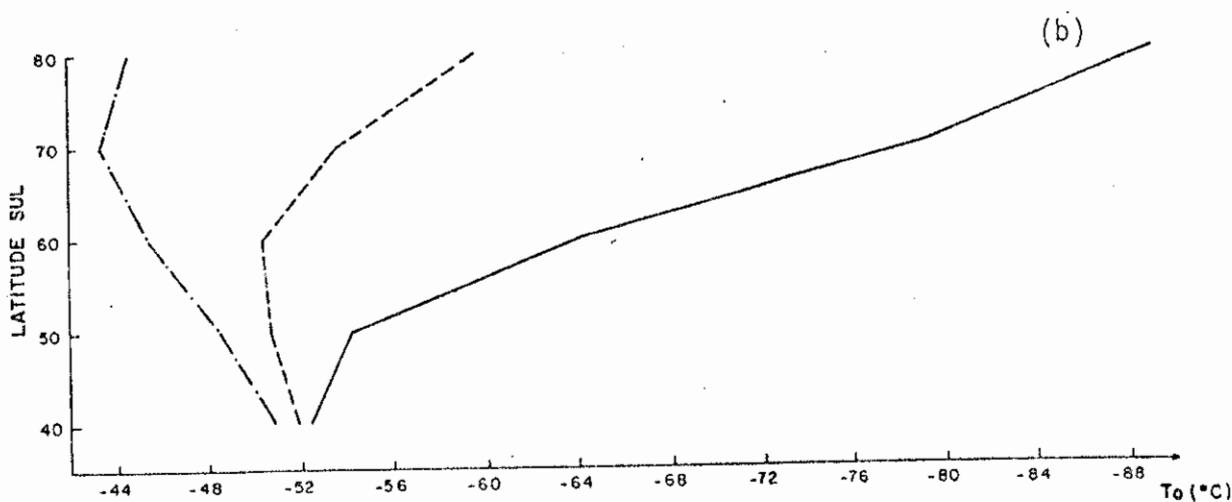
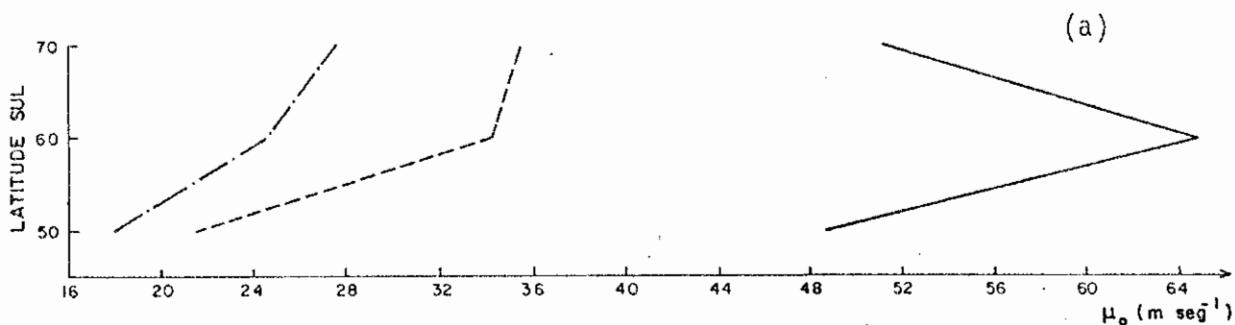
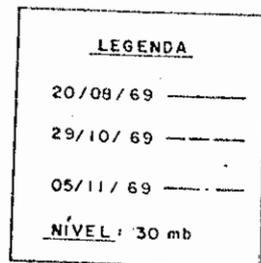


Fig. III.3 - Perfil meridional do vento u_0 (a) e da temperatura T_0 (b) zonais médios, para o Hemisfério Sul.

3.2 - ESTRUTURA DAS ONDAS

3.2.1 - ALTURA GEOPOTENCIAL

As Figuras III.4 (a), (b) e (c) e III.5 (a), (b) e (c) mostram, respectivamente, as variações de amplitude com o tempo dos três primeiros harmônicos em 50 e 30 mb para a altura geopotencial, Hemisfério Norte. Os harmônicos maiores têm, em geral, amplitudes muito mais baixas. Pode ser visto nas Figuras III.4 (a) e III.5 (a) que a onda 1 tem, em geral, amplitudes maiores nas altas latitudes em 30 mb, enquanto que as amplitudes das outras ondas não crescem com a altura (Matsuno, 1971). Além disso, a onda 1 tem amplitudes maiores nas latitudes acima de 70°N, em ambos os níveis, enquanto que a onda 2 revela amplitudes maiores em latitudes mais baixas (Figura III.4 (b) e III.5 (b)). Há um aumento da atividade da onda 1 em altas latitudes e altos níveis antes da ocorrência do aquecimento. Das Figuras III.4 (c) e III.5 (c) conclui-se que a onda 3 aumenta a sua amplitude em ambos os níveis, somente depois da ocorrência do aquecimento. Números de onda maiores mostram uma tendência de apresentar amplitudes maiores após o aquecimento.

As Figuras III.6 (a), (b) e (c) e III.7 (a), (b) e (c) mostram as variações com o tempo da fase (longitude da primeira crista) dos três primeiros números de onda para o Hemisfério Norte nos níveis de 50 e 30 mb. A estrutura da fase das ondas geostróficas determinam a direção do transporte turbulento de momentum horizontal e de calor. Uma orientação sudeste para noroeste da crista (ou cavado) na horizontal - decrescendo com a latitude - implica em um transporte de momentum para sul. Esta orientação é vista, muito claramente, em ambos os níveis, antes da ocorrência do aquecimento. Esta variação da fase com a latitude é bastante intensa para a onda 2 (Figuras III.6 (b) e III.7 (b)). A onda 1 (Figuras III.6 (a) e III.7 (a)) é, em geral, retrogressiva nas altas latitudes, enquanto que em baixas latitudes é progressiva no início de janeiro. O transporte de momentum para sul, mencionado anteriormente, é responsável pela quebra do jato de oeste, gerando ventos de este nas altas latitudes (Figuras III.1 (a) e (b)).

Também, uma inclinação para oeste do eixo da crista (ou cavado) - decréscimo de fase - com a altura implica em um transporte, para norte, de calor sensível pelas ondas geostroficas e hidrostáticas. Esta inclinação para oeste de 50 para 30 mb é claramente verificada na primeira semana de janeiro para as ondas 1 e 2; a inclinação vertical da onda 3 (Figuras III.6 (c) e III.7 (c)) é menos marcante.

As Figuras III.8 (a) e (b) e III.9 (a) e (b) mostram as variações da amplitude e fase da altura geopotencial das ondas 1 e 2 para 30 mb, Hemisfério Sul. As ondas 1 e 2 apresentam valores máximos em 60°S e 70°S, porém a onda 1 é sempre dominante. A onda 2 decresce com o tempo e, ao contrário, a onda 1 cresce atingindo um valor máximo de cerca de 800 m em 70°S, no dia 5 de novembro de 1969, valor este, alto em comparação ao aquecimento de 76-77 do hemisfério norte.

Quanto à longitude da primeira crista, tem-se grande variação de fase antes do aquecimento e muito pouca depois, sendo que as maiores variações antes são na fase da onda 2, com um grande decréscimo com a latitude em latitudes médias e pouca variação em latitudes altas; a onda 1 apresenta, em geral, um aumento de fase com a latitude no dia 20 de agosto de 1969 e uma inclinação da crista (ou cavado) de NO-SE em latitudes médias e SO-NE em latitudes altas, no dia 29 de outubro de 1969.

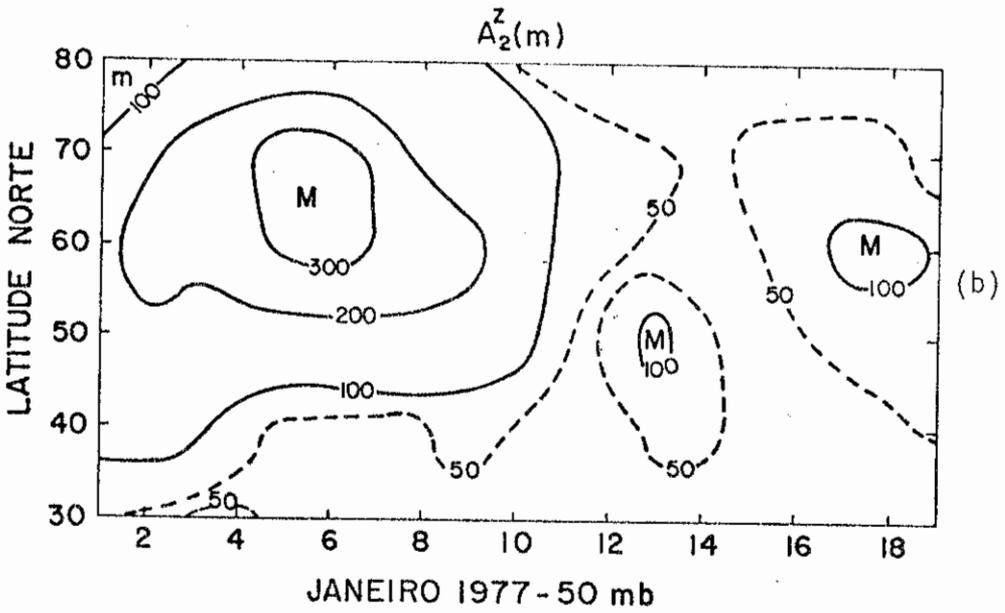
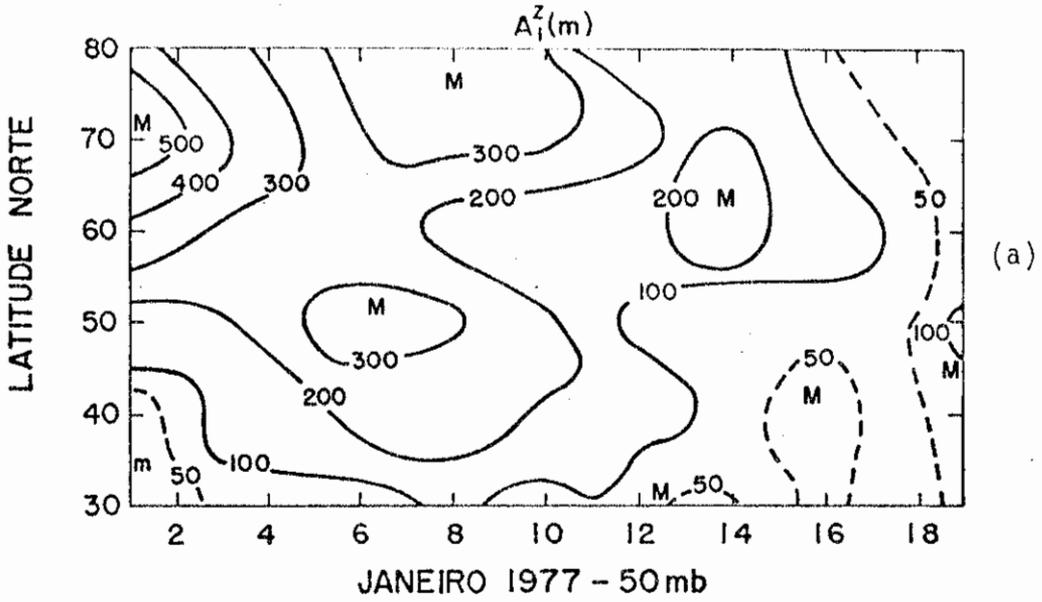


Fig. III.4 - Seção latitudinal-tempo da amplitude das ondas 1 (a), 2 (b) e 3 (c) da altura geopotencial, para o Hemisfério Norte, 50 mb.

M é para os máximos e m para os mínimos.

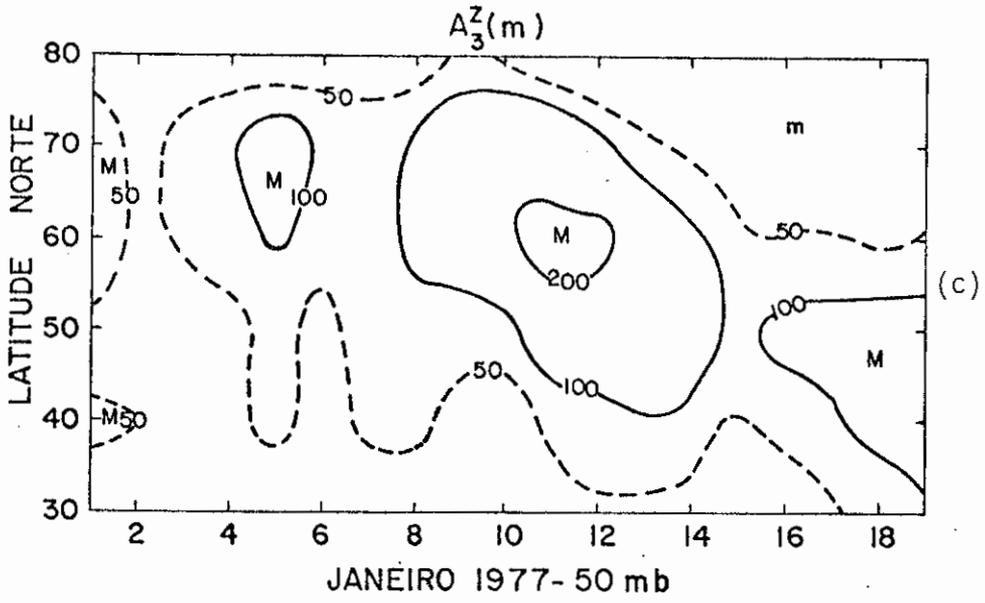


Fig. III.4 - Continuação.

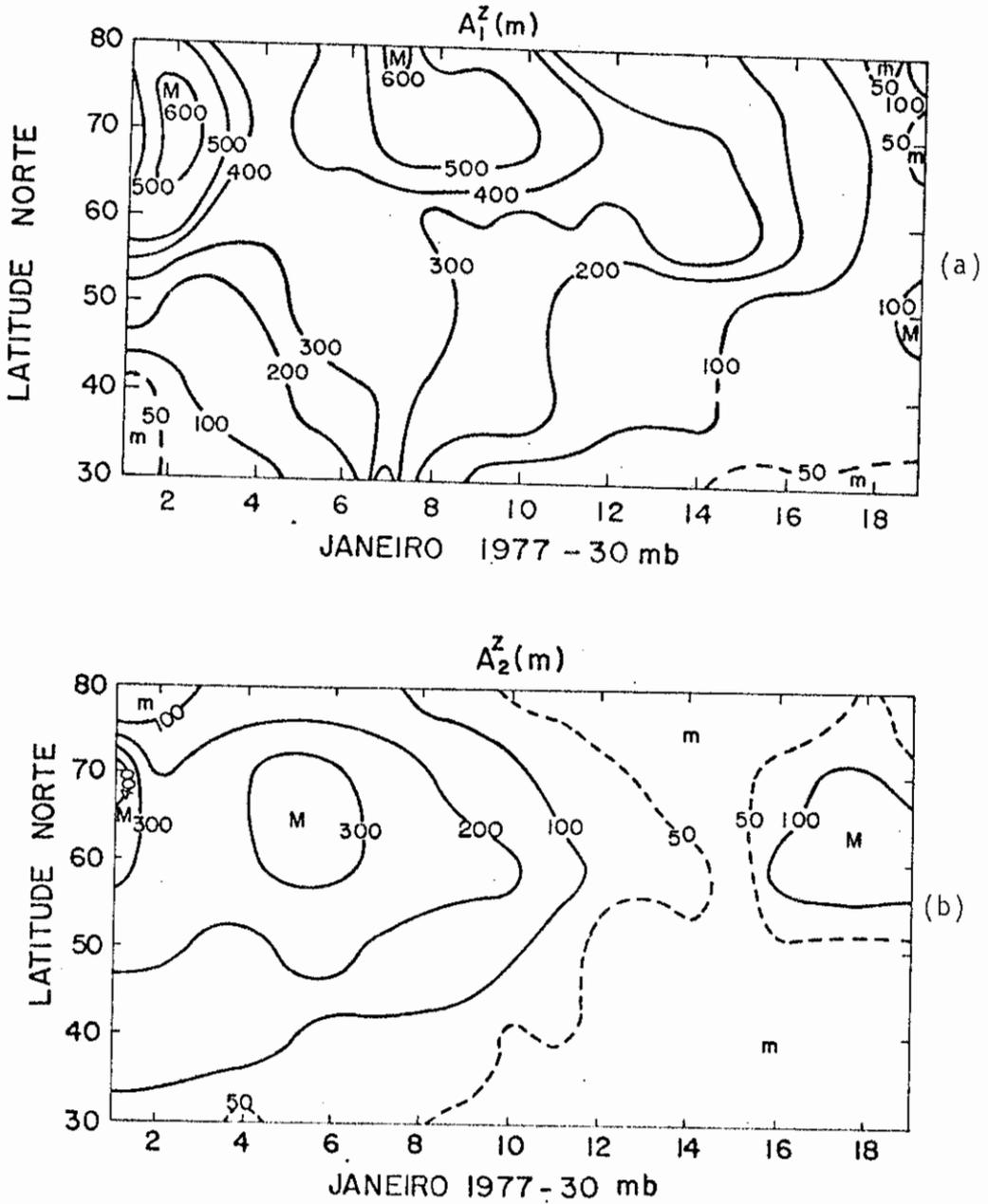


Fig. III.5 - Seção latitudinal-tempo da amplitude das ondas 1 (a), 2 (b) e 3 (c) da altura geopotencial, para o Hemisfério Norte, 30 mb.

M é para os máximos e m para os mínimos.

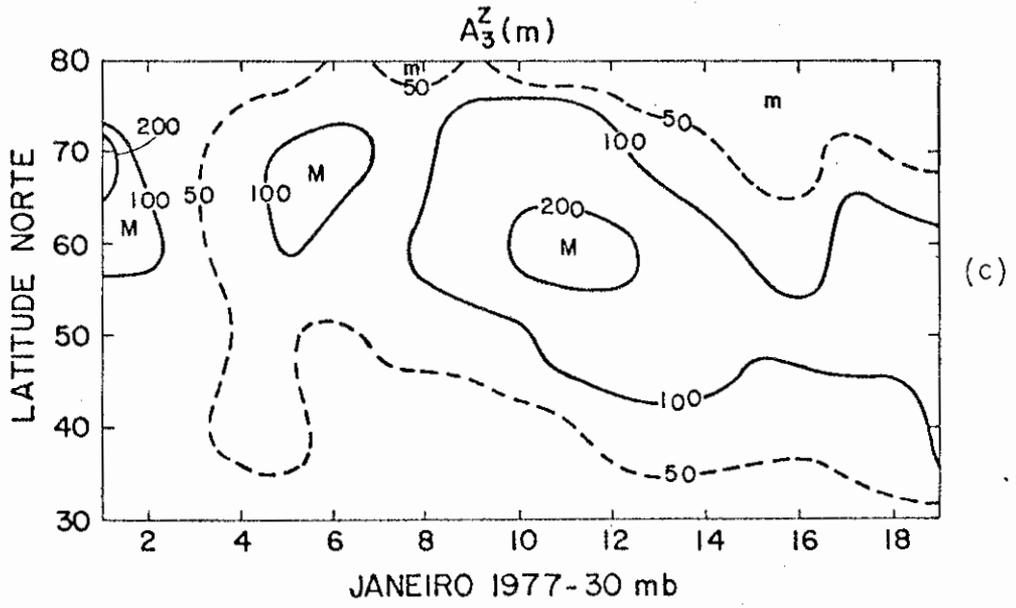


Fig. III.5 - Continuação.

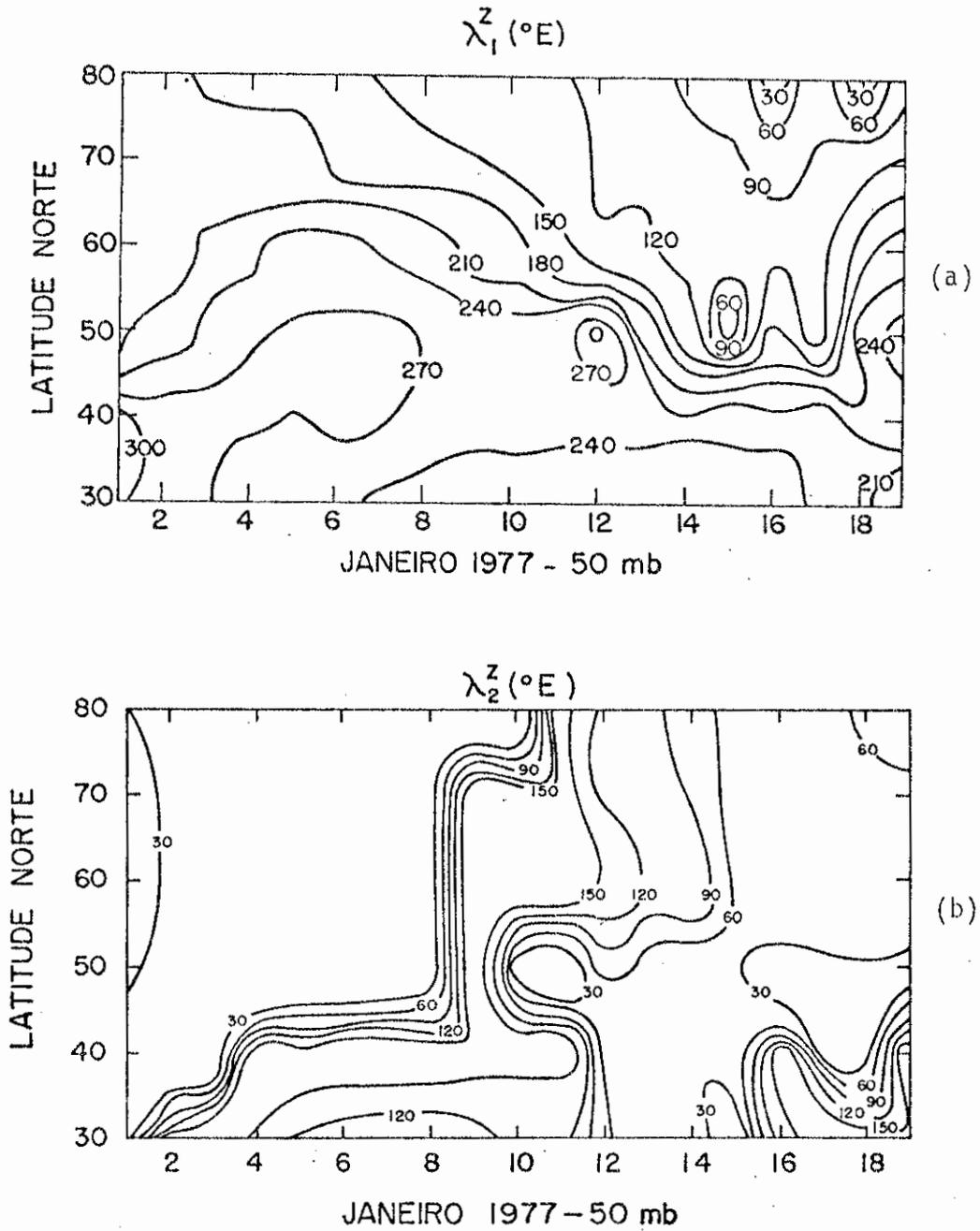


Fig. III.6 - Seção latitudinal-tempo da fase das ondas 1 (a), 2 (b) e 3 (c) da altura geopotencial, para o Hemisfério Norte, 50 mb.

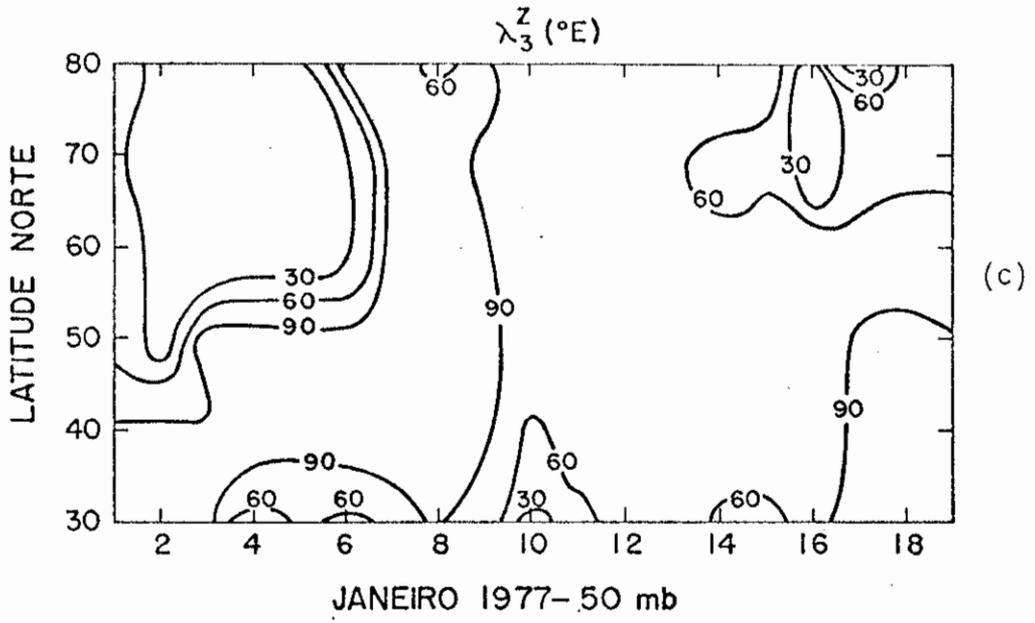


Fig. III.6 - Continuação.

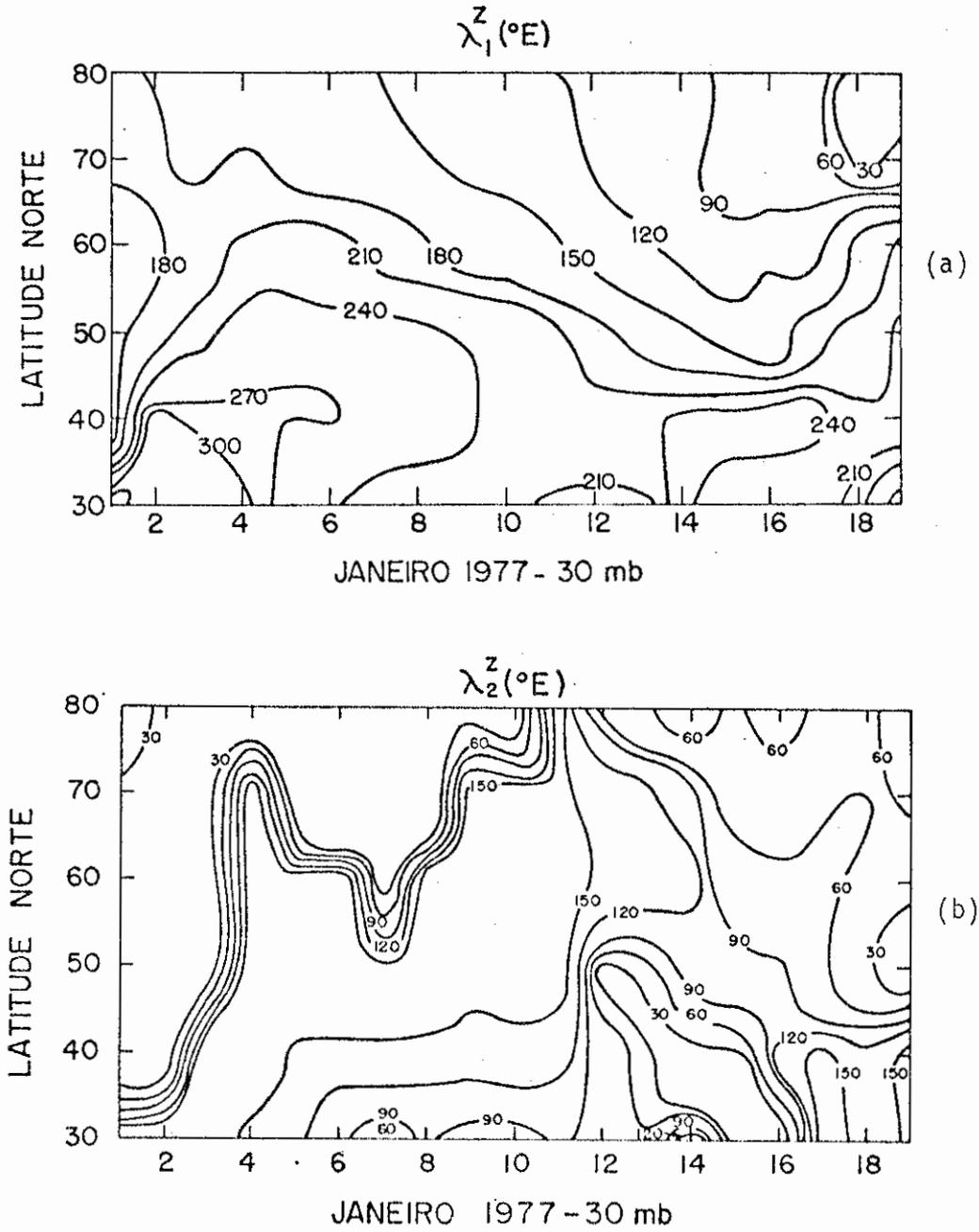


Fig. III.7 - Seção latitudinal-tempo da fase das ondas 1 (a), 2 (b) e 3 (c) da altura geopotencial, para o Hemisfério Norte, 30 mb.

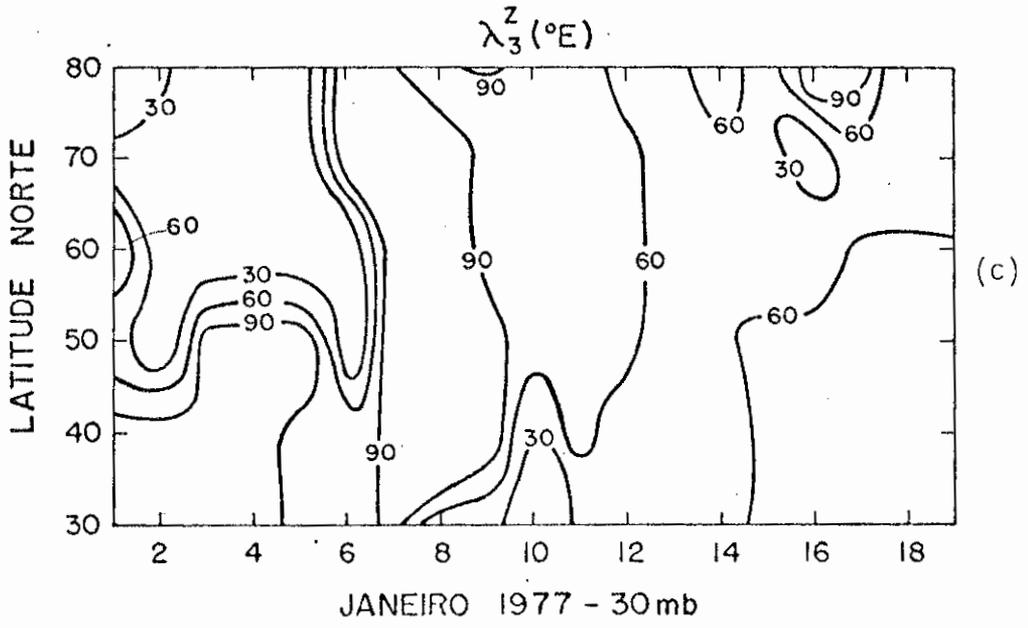


Fig. III.7 - Continuação.

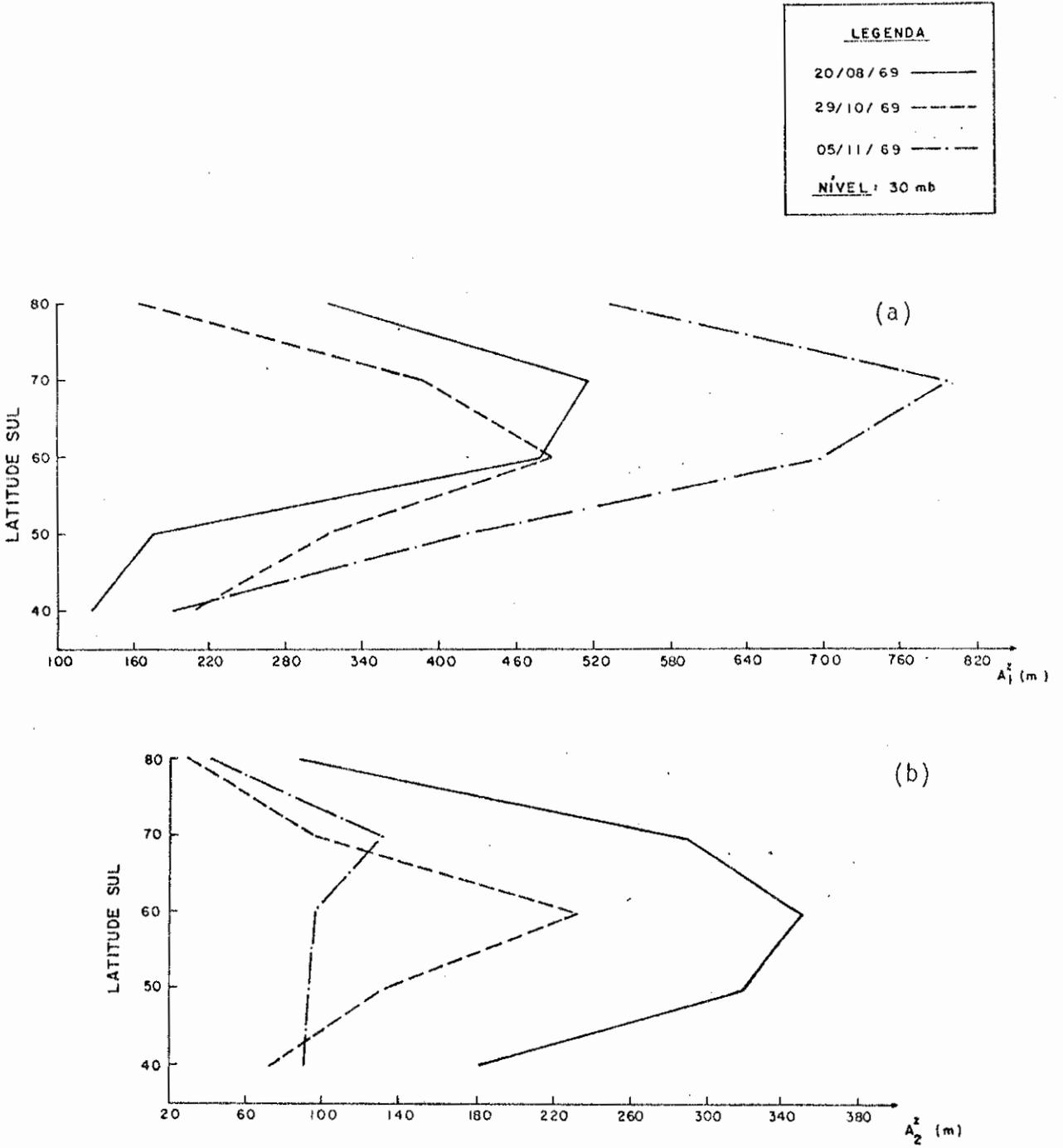


Fig. III.8 - Perfil meridional da amplitude das ondas 1 (a) e 2 (b) da altura geopotencial, para o Hemisfério Sul.

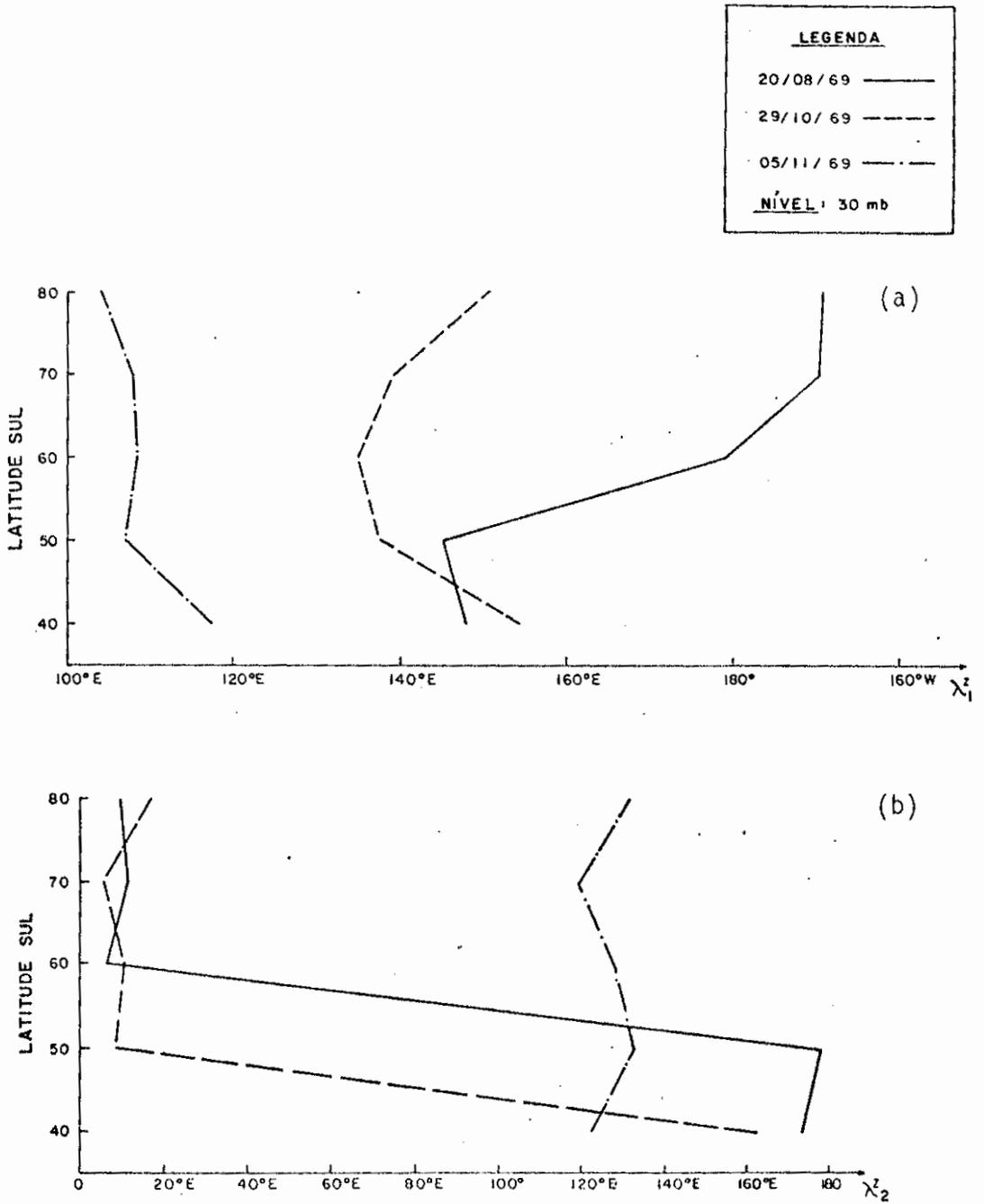


Fig. III.9 - Perfil meridional da fase das ondas 1 (a) e 2 (b) da altura geopotencial, para o Hemisfério Sul.

3.2.2 - TEMPERATURA

As Figuras III.10 (a), (b) e (c) e III.11 (a), (b) e (c) mostram as variações de amplitude com o tempo dos três primeiros harmônicos em 50 e 30 mb para a temperatura, Hemisfério Norte. As amplitudes parecem, em geral, decrescer com o número de onda. Além disso, a amplitude da onda 1 parece ser um pouco maior em 30 que em 50 mb. Há um aumento de amplitude na onda 2, nos dias 5 e 6 de janeiro, em ambos os níveis e latitudes médias, enquanto que a onda 1 mostra um aumento em 50 mb nos dias 9 e 10 de janeiro. A onda 3 tem amplitude maior somente depois da ocorrência do aquecimento.

As Figuras III.12 (a), (b) e (c) e III.13 (a), (b) e (c) mostram as variações da fase das ondas de temperatura em 50 e 30 mb, Hemisfério Norte. Para a onda 1, essas variações em altas latitudes, em ambos os níveis são, aproximadamente, semelhantes às da onda 1 do geopotencial, mostrando um estado retrogressivo. As variações de fase da onda 1, nas baixas latitudes, e das outras ondas são muito irregulares.

As Figuras III.14 (a) e (b) e III.15 (a) e (b) mostram as variações de amplitude e fase das ondas 1 e 2 em 30 mb para a temperatura, Hemisfério Sul. As amplitudes, em geral, da onda 1 são maiores que as da onda 2 e apresentam valores máximos em 60°S e 70°S, exceto no dia 20 de agosto de 1969, no qual a onda 2 é dominante em latitudes médias. A onda 1 cresce em amplitude com o tempo, enquanto a onda 2 de cresce.

Em geral, como ocorre com a altura geopotencial, a onda 1 é a dominante também na temperatura, sendo que o valor de aproximadamente 16°C em 70°S, atingido no dia 5 de novembro de 1969 é uma amplitude comparável em relação aos valores obtidos no aquecimento de 76-77 do Hemisfério Norte.

Examinando a fase, vemos que a onda 1 tem um comportamento idêntico ao da onda 1 do geopotencial, enquanto que a onda 2 tem variação de fase irregular. Este fato é semelhante ao do aquecimento do Hemisfério Norte citado acima.

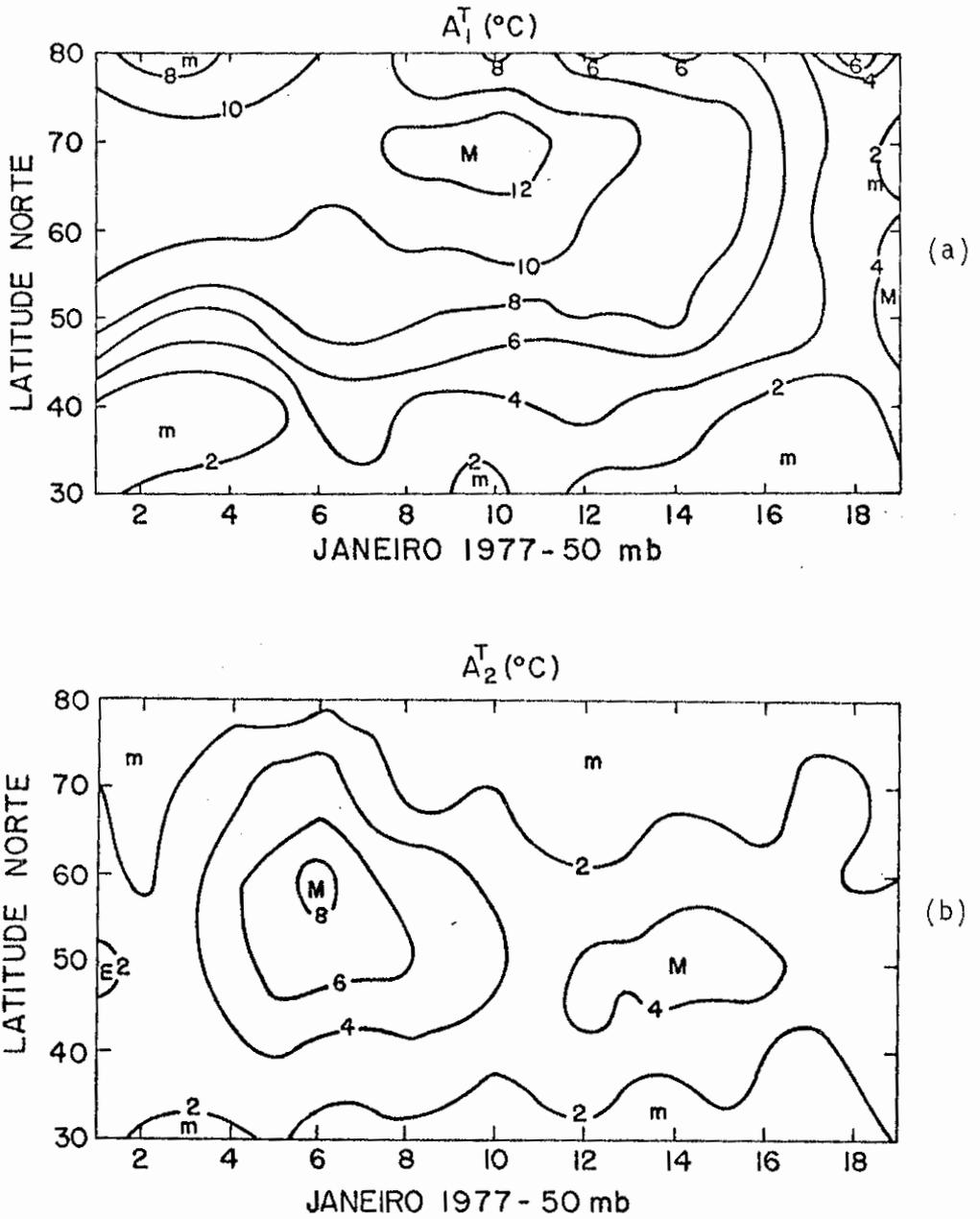


Fig. III.10 - Seção latitudinal-tempo da amplitude das ondas 1 (a), 2 (b) e 3 (c) da temperatura, para o Hemisfério Norte, 50 mb.

M é para os máximos e m para os mínimos.

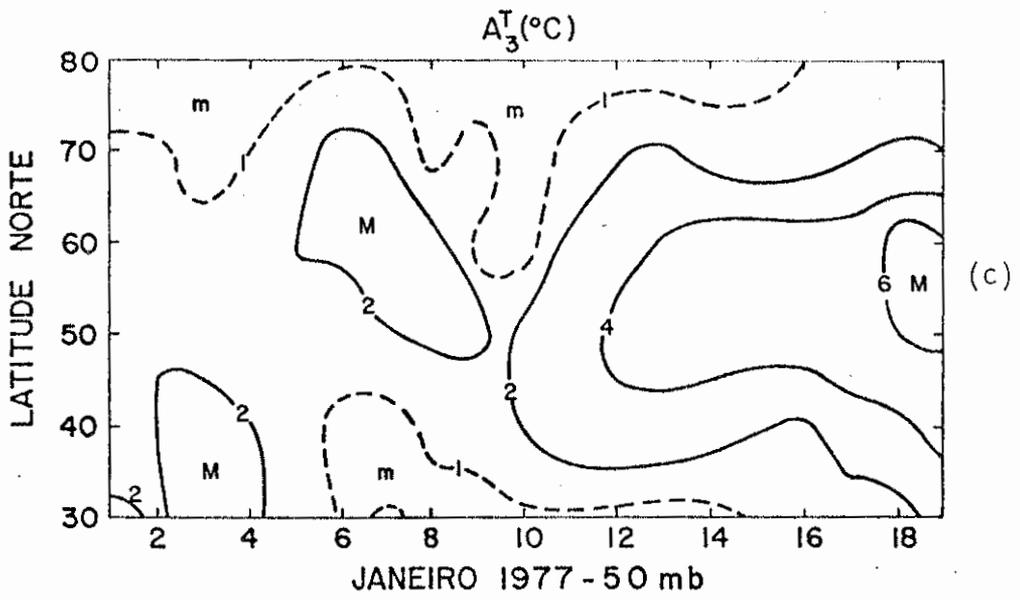


Fig. III.10 - Continuação.

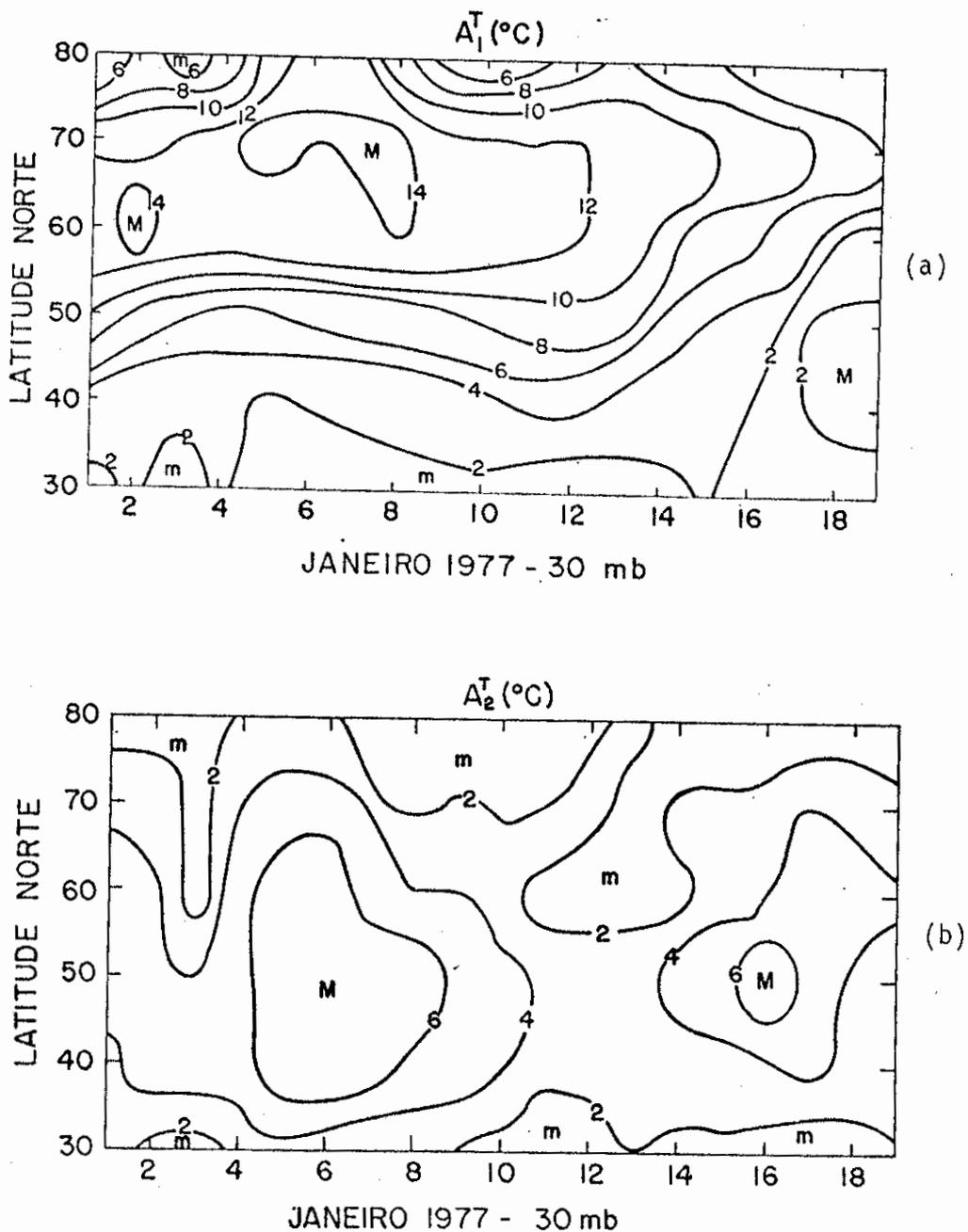


Fig. III.11 - Seção latitudinal-tempo da amplitude das ondas 1 (a), 2 (b) e 3 (c) da temperatura, para o Hemisfério Norte, 30 mb.

M é para os máximos e m para os mínimos.

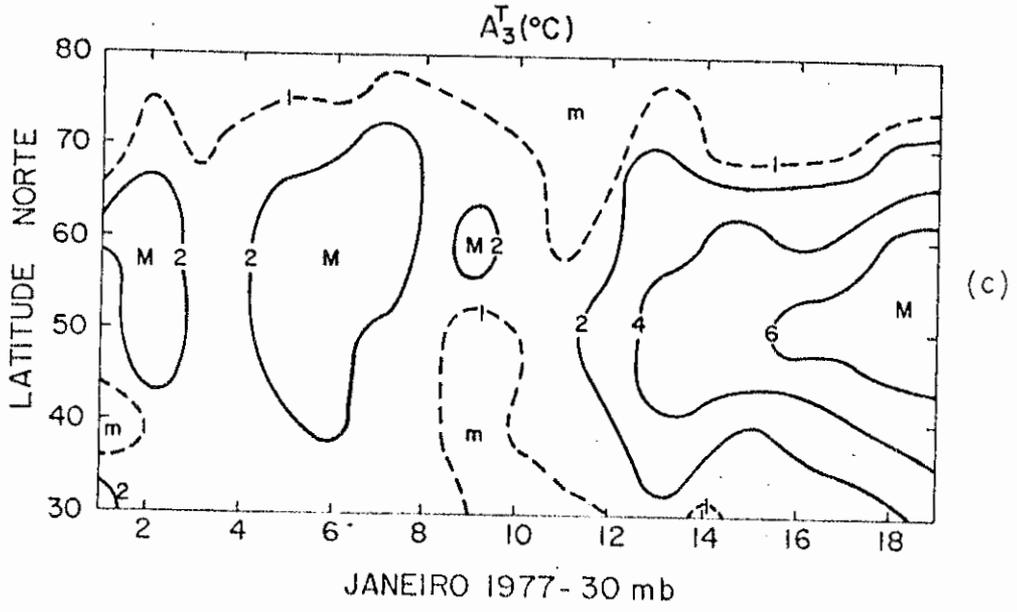


Fig. III.11 - Continuação.

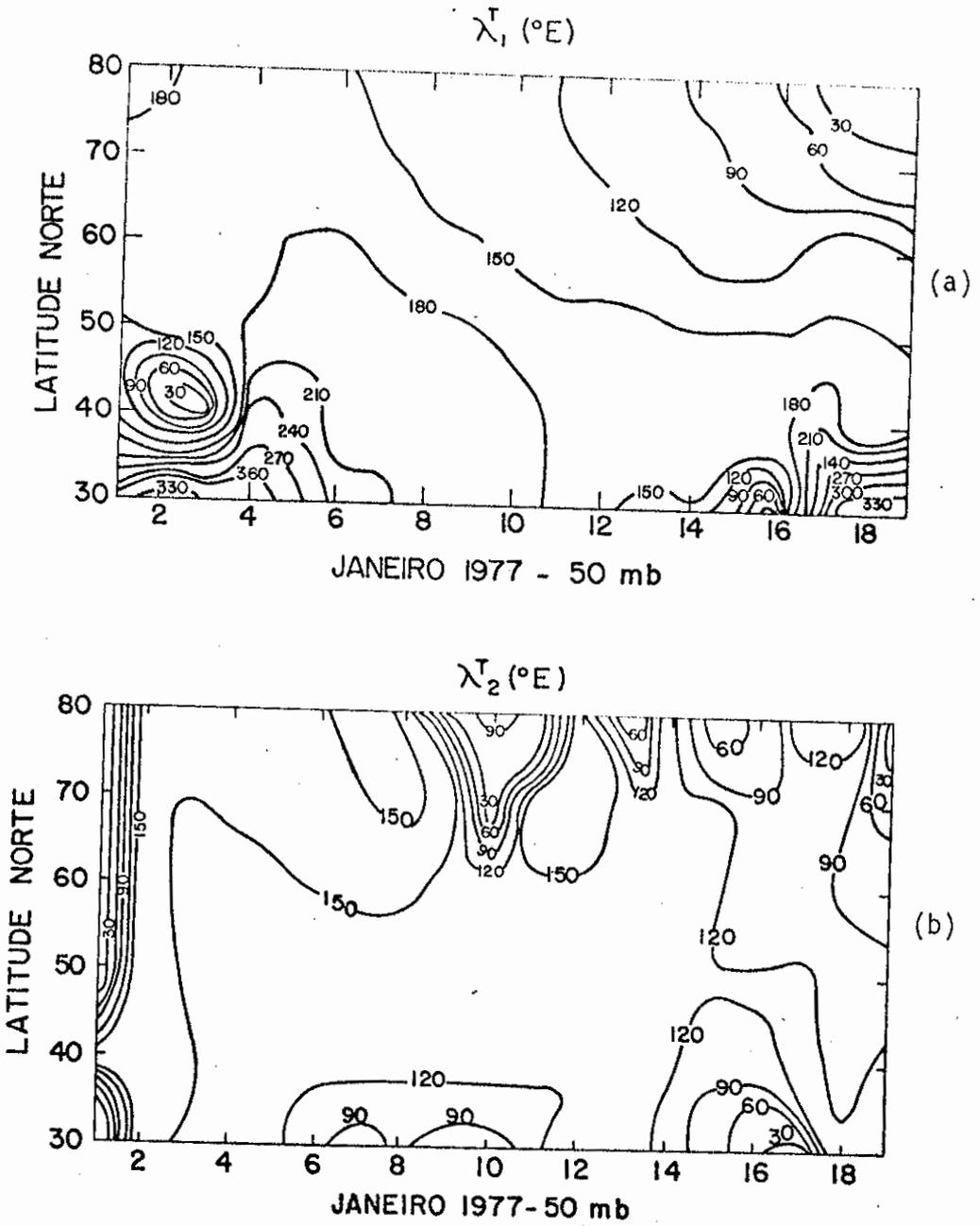


Fig. III.12 - Seção latitudinal-tempo da fase das ondas 1 (a), 2 (b) e 3 (c) da temperatura, para o Hemisfério Norte, 50 mb.

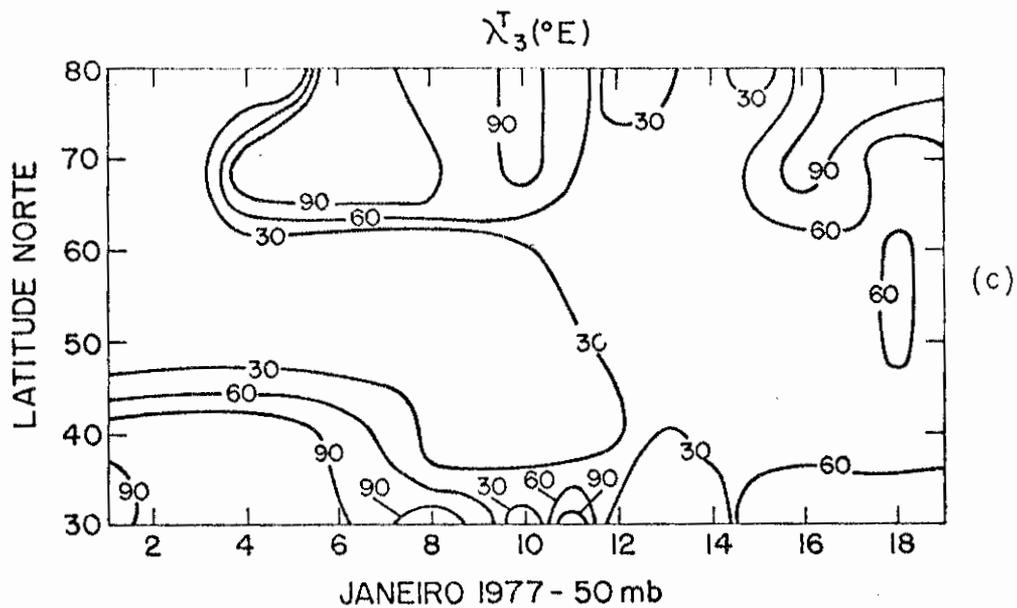


Fig. III.12 - Continuação.

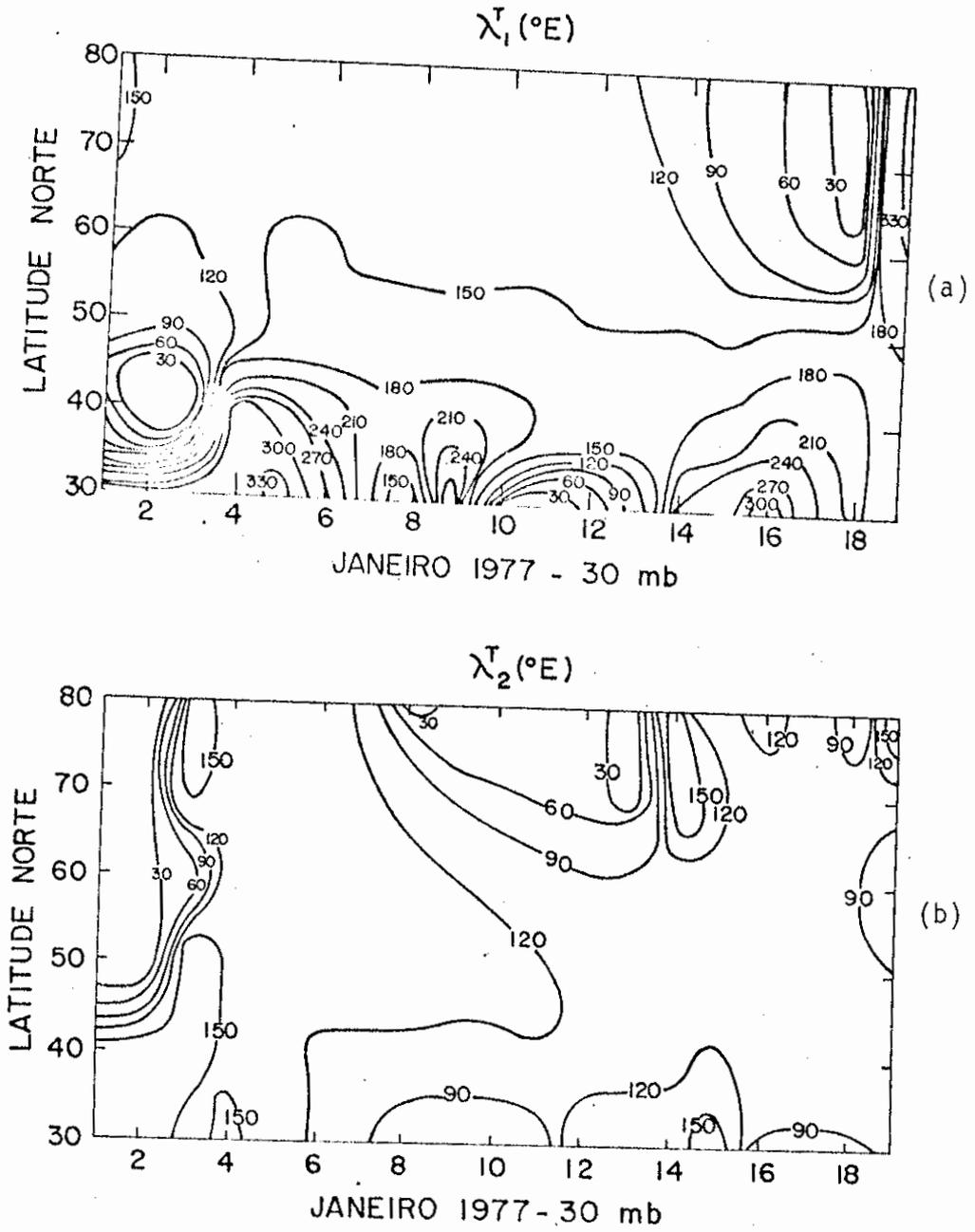


Fig. III.13 - Seção latitudinal-tempo da fase das ondas 1 (a), 2 (b) e 3 (c) da temperatura, para o Hemisfério Norte, 30 mb.

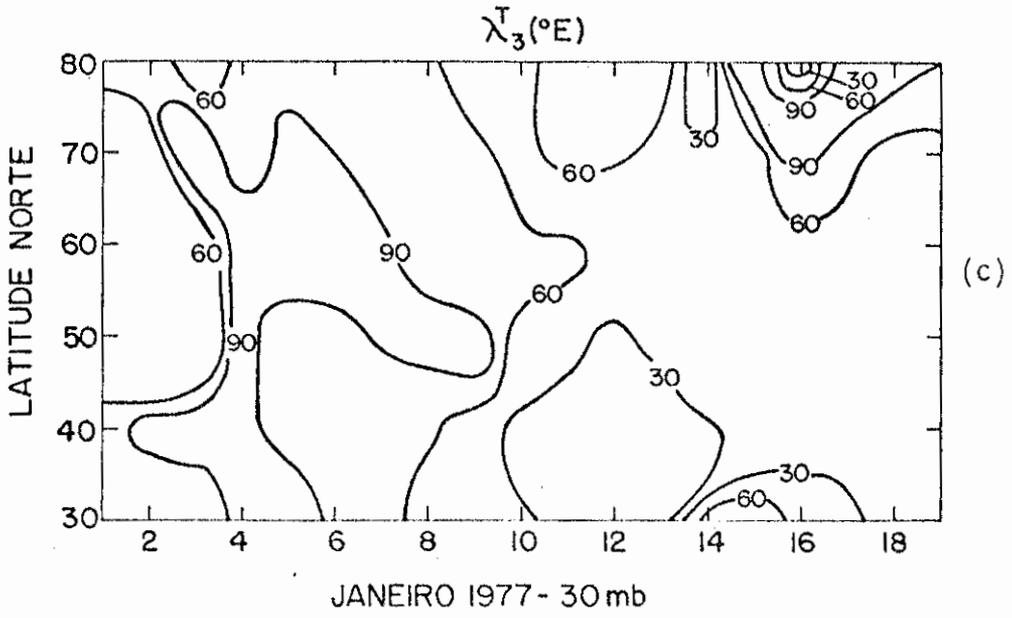


Fig. III.13 - Continuação.

LEGENDA	
20/08/69	—
29/10/69	- - -
05/11/69	- · - ·
NÍVEL: 30 mb	

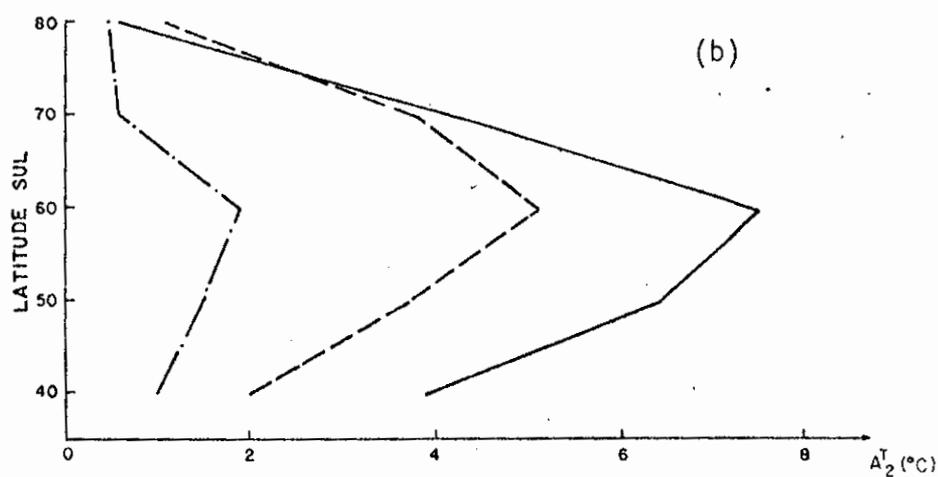
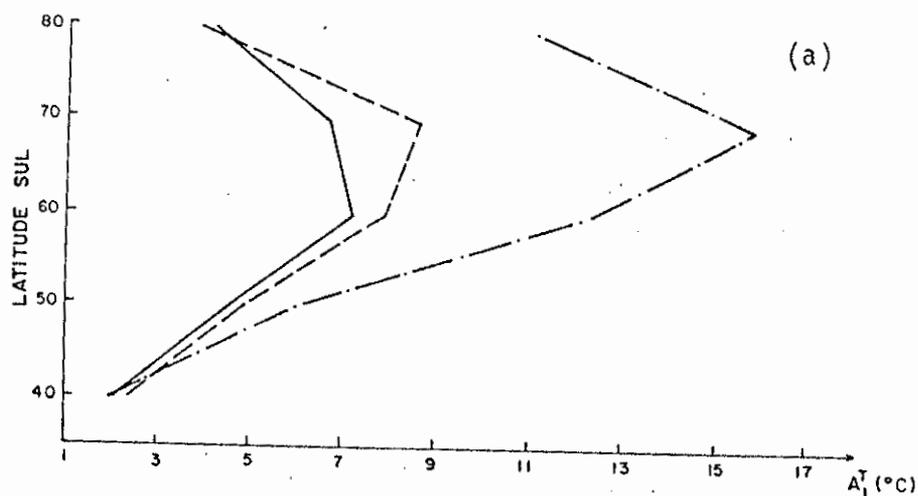


Fig. III.14 - Perfil meridional da amplitude das ondas 1 (a) e 2 (b) da temperatura, para o Hemisfério Sul.

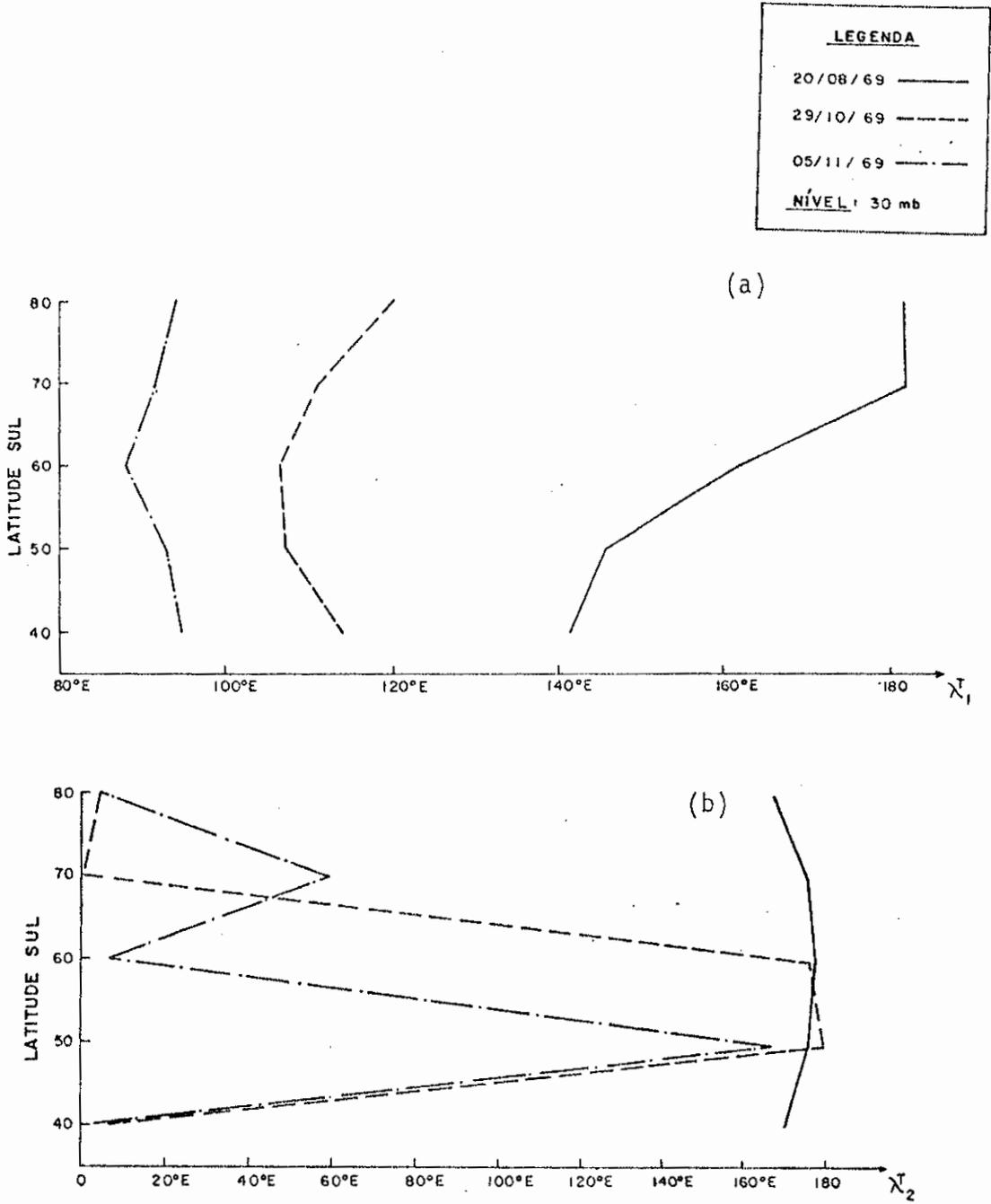


Fig. III.15 - Perfil meridional da fase das ondas 1 (a) e 2 (b) da temperatura, para o Hemisfério Sul.

3.3 - FLUXOS HORIZONTAIS DE MOMENTUM E DE CALOR SENSÍVEL

Discutir-se-ão, agora, as características dos fluxos horizontais de momentum e de calor sensível, cujo formulário para os cálculos encontram-se no Apêndice C. Essas fórmulas contêm, essencialmente, amplitudes e fases das ondas, que são obtidas no item 3.2.

As Figuras III.16 (a), (b) e (c) e III.7 (a), (b) e (c) mostram o transporte de momentum feito pelas ondas 1, 2 e pelos dez primeiros harmônicos, respectivamente, para 50 e 30 mb no Hemisfério Norte.

Em concordância com o mencionado sobre as variações de fase das ondas de altura geopotencial, o transporte de momentum antes do aquecimento é quase todo para sul, tanto em médias como em altas latitudes (Figuras III.16 (c) e III.17 (c)). A onda dominante é a 2; e esse transporte de quantidade de movimento para sul desacelera o fluxo zonal das altas latitudes, e a sua grande duração leva ao enfraquecimento dos ventos de oeste e a sua substituição por ventos de este nas latitudes mais altas, como visto na Figura III.1 (a) e (b).

Depois do aquecimento, o transporte de momentum pela onda 1 é o dominante, com um máximo de transporte para norte, no dia 15 de janeiro de 1977 em 60°N e 50 mb e para sul nos dias 13 e 14 de janeiro de 1977 em 60°N e 30 mb.

As Figuras III.18 (a), (b) e (c) e III.19 (a), (b) e (c) mostram o transporte de calor sensível feito pelas ondas 1, 2 e pelos dez primeiros harmônicos, respectivamente, para 50 e 30 mb, Hemisfério Norte.

Antes do aquecimento o transporte pelas ondas 1 e 2 e o total é para o pólo norte, com um máximo em ambos os níveis em torno do dia 6 de janeiro, enquanto que a temperatura máxima em altas latitudes ocorre por volta do dia 10 de janeiro. Embora a inversão do gradiente

de temperatura ocorre quando o transporte \bar{e} é alto, a temperatura em altas latitudes continua a crescer, mesmo quando o transporte de calor sensível enfraqueceu.

As Figuras III.20 (a), (b) e (c) e III.21 (a), (b) e (c) mostram o transporte de momentum e de calor sensível feito pelas ondas 1 e 2 e pelos dez primeiros harmônicos, respectivamente, para 30 mb, Hemisfério Sul.

O transporte de momentum (Fig. III.20) é feito, essencialmente, pela onda 2 e, em geral, é para sul, concordando com a análise feita para a variação da fase do geopotencial e explicando o deslocamento do jato da noite polar para latitudes maiores, citado anteriormente (Fig. III.3 (a)), apesar da onda 1 (Fig. III.20 (a)) transportar momentum para norte.

O transporte de momentum decresce com o tempo, tornando-se muito pequeno depois do aquecimento, pois a fase do geopotencial é praticamente constante no dia 5 de novembro de 1969.

O transporte de calor sensível é feito antes pela onda 2 (Fig. III.21 (b)), e depois a dominância passa para a onda 1, e é para sul, explicando o aumento de temperatura nas regiões polares do Hemisfério Sul, pois o transporte de calor aumenta, em geral, com o tempo tornando-se bastante alto no dia 5 de novembro de 1969 em 70°S.

Então, diferentemente do aquecimento estudado para o Hemisfério Norte, o processo de transporte mais importante para a inversão do gradiente de temperatura é o de calor sensível das latitudes médias para o pólo sul.

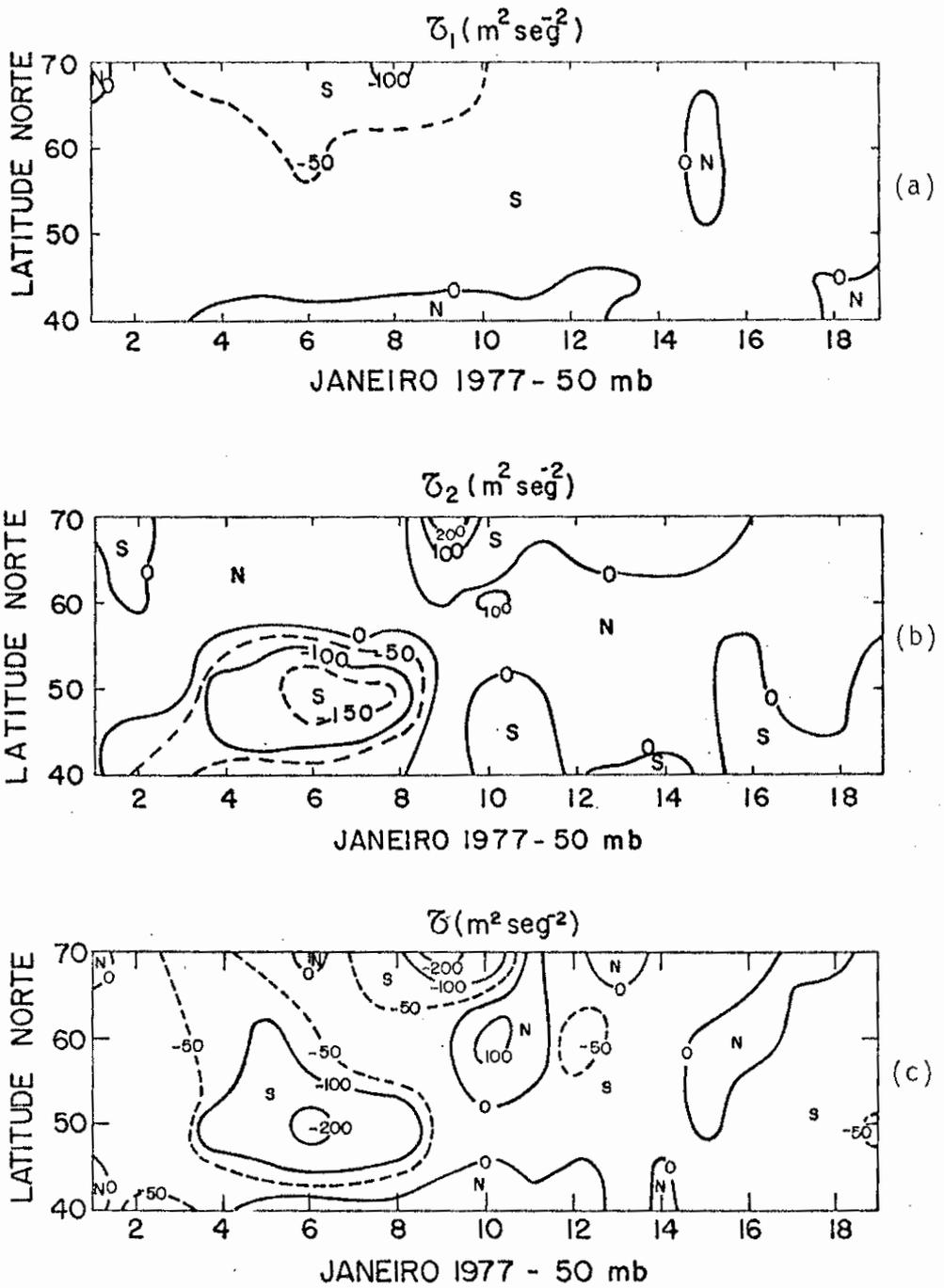


Fig. III.16 - Seção latitudinal-tempo do transporte de momentum pelas ondas 1 (a), 2 (b) e pelos dez primeiros harmônicos (c); para o Hemisfério Norte, 50 mb.

N se refere ao transporte para Norte e S para Sul.

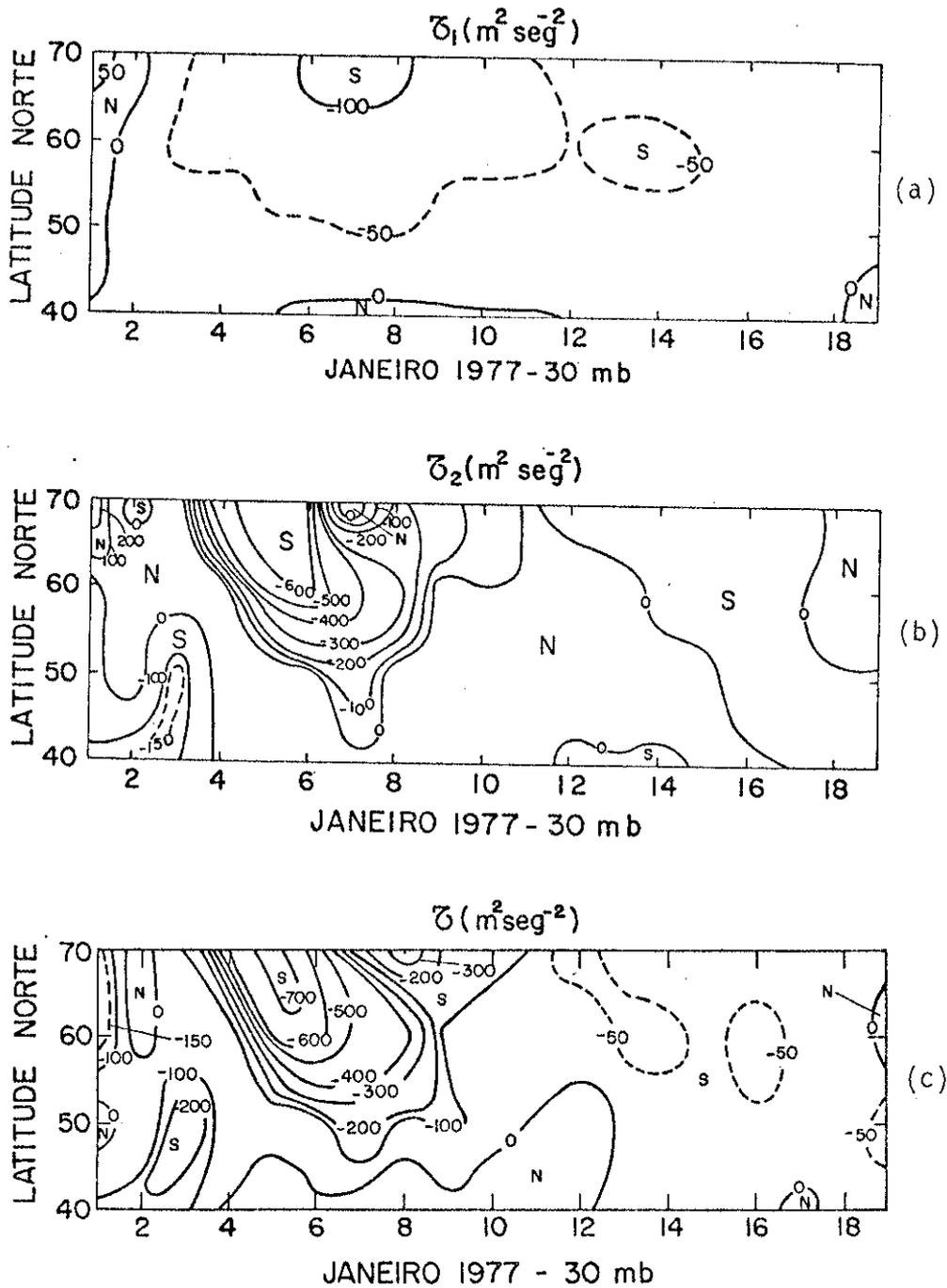


Fig. III.17 - Seção latitudinal-tempo do transporte de momentum pelas ondas 1 (a), 2 (b) e pelos dez primeiros harmônicos (c); para o Hemisfério Norte, 30 mb.

N se refere ao transporte para Norte e S para Sul.

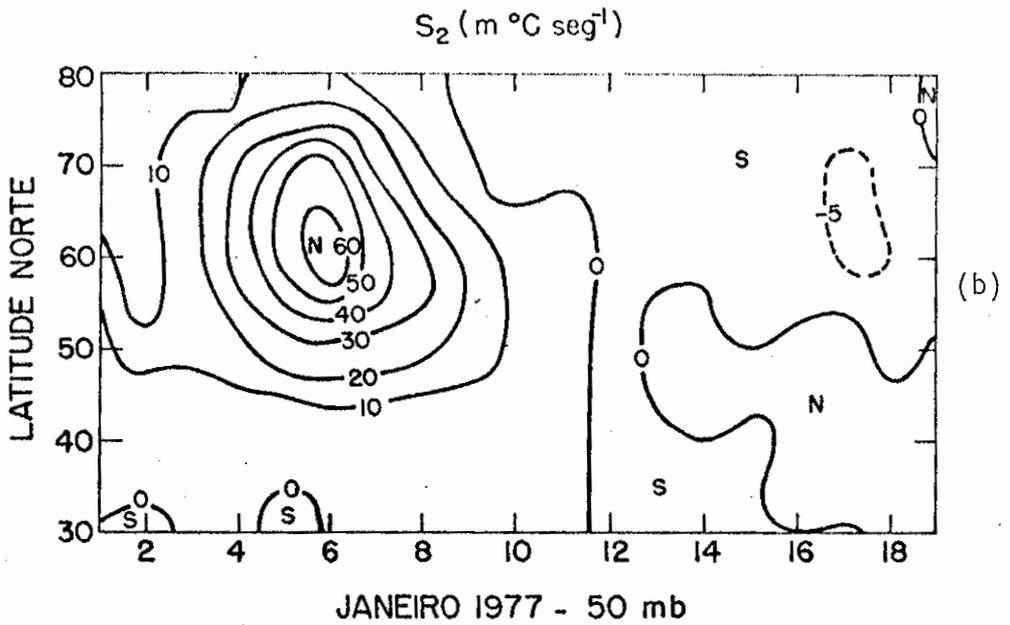
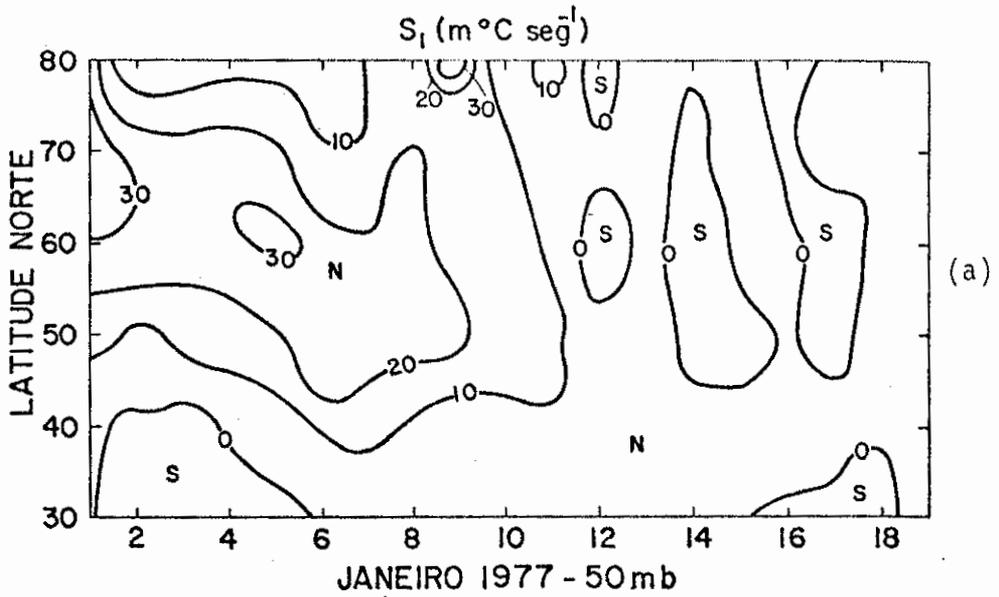


Fig. III.18 - Seção latitudinal-tempo do transporte de calor sen sível pelas ondas 1 (a), 2 (b) e pelos dez primeiros harmônicos (c); para o Hemisfério Norte, 50 mb.

N se refere ao transporte para Norte e S para Sul.

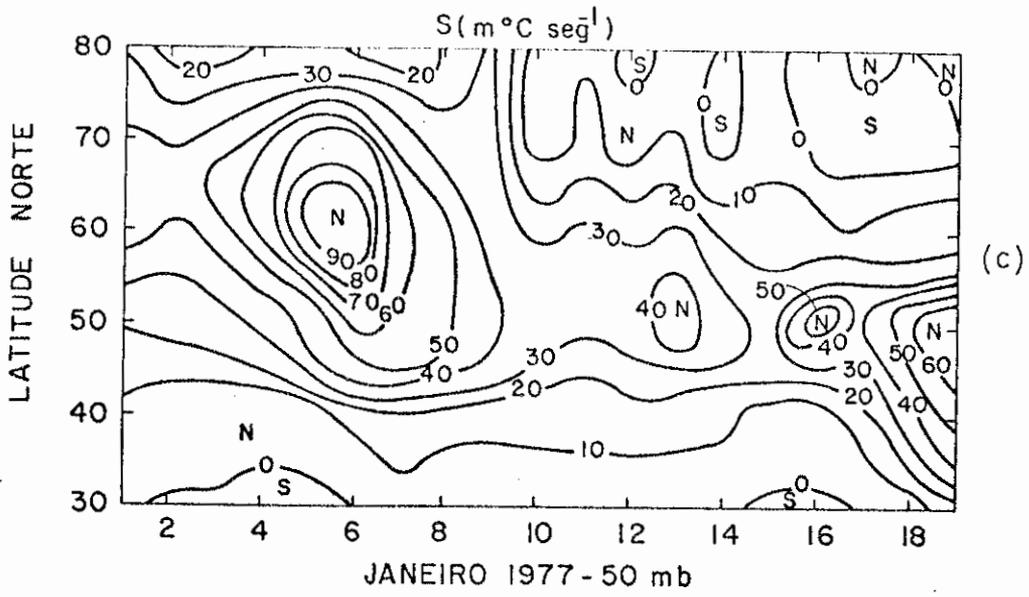


Fig. III.18 - Continuação.

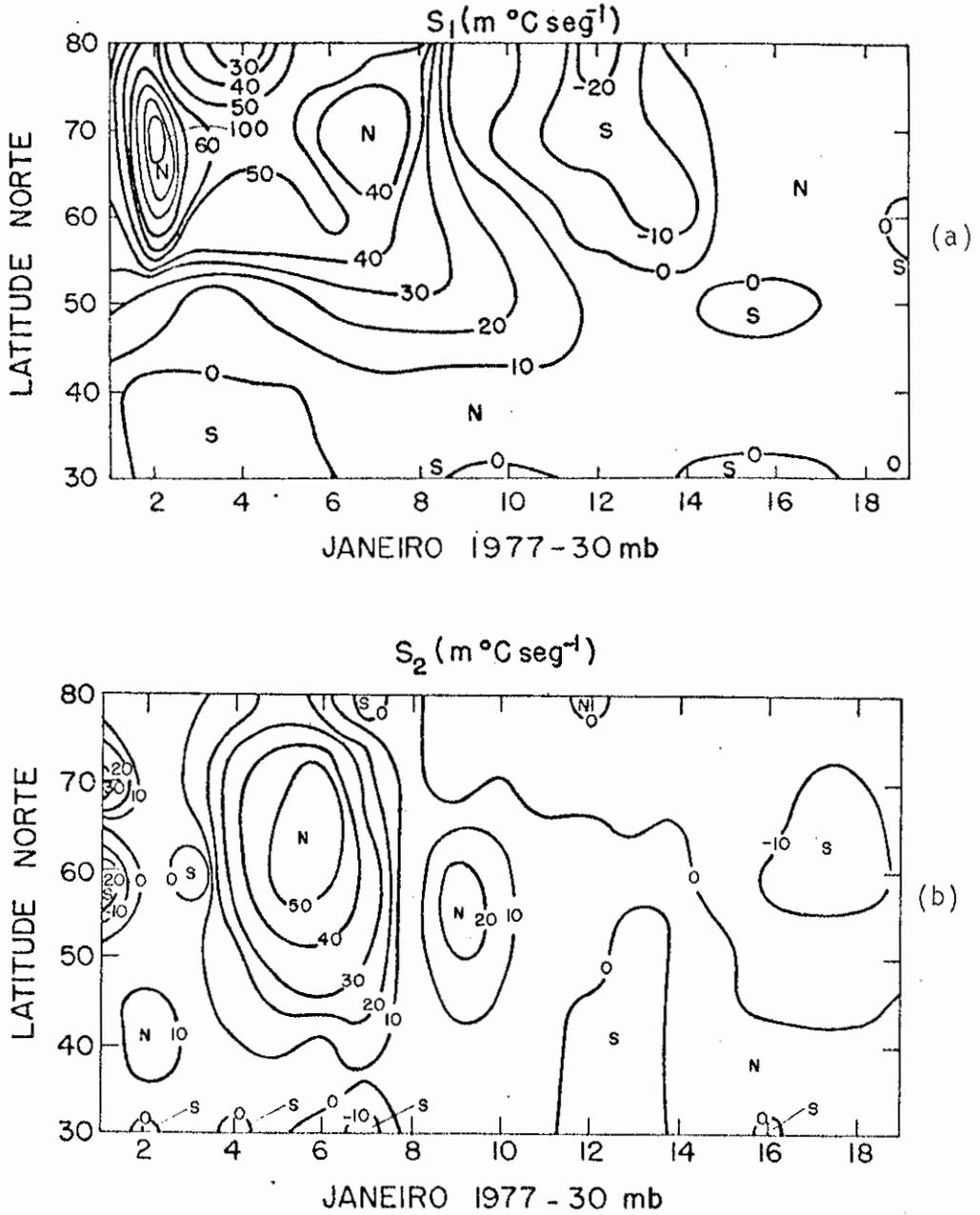


Fig. III.19 - Seção latitudinal-tempo do transporte de calor sensível pelas ondas 1 (a), 2 (b) e pelos dez primeiros harmônicos (c); para o Hemisfério Norte, 30 mb.

N se refere ao transporte para Norte e S para Sul.

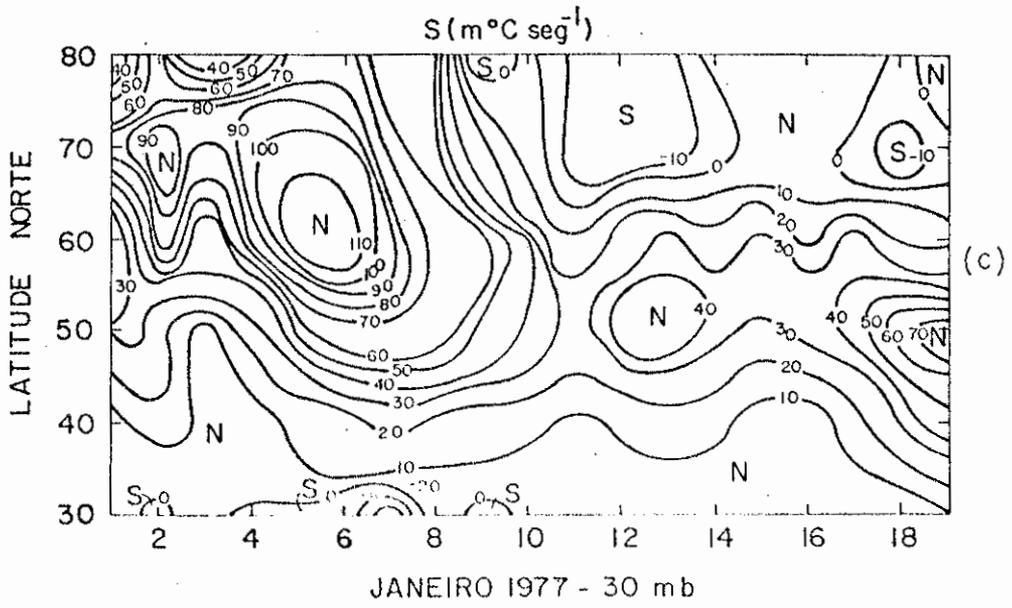


Fig. III.19 - Continuação.

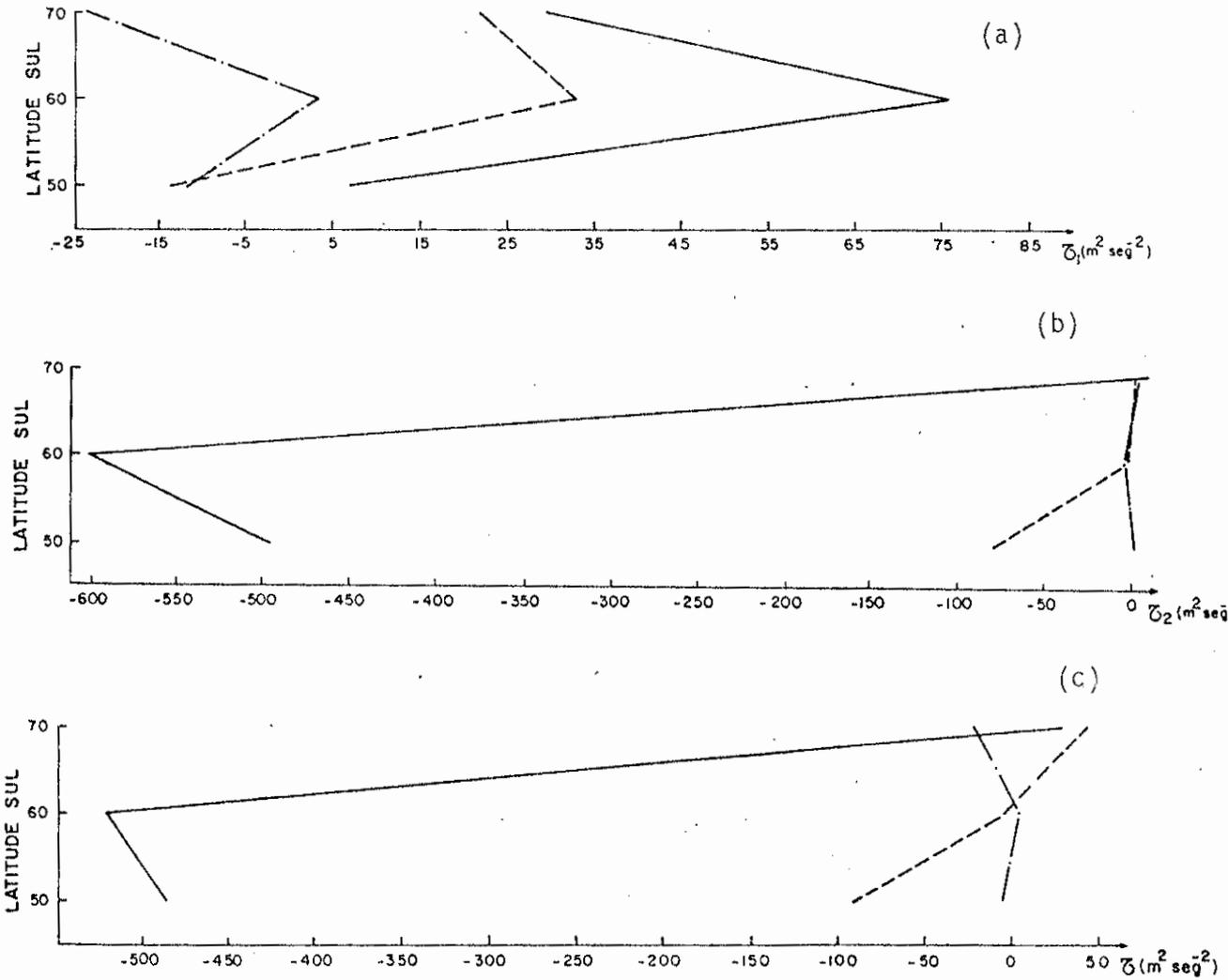
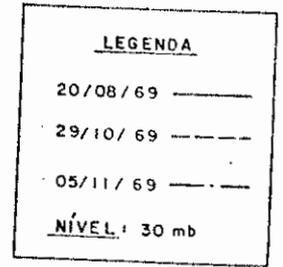


Fig. III.20 - Perfil meridional do transporte de momentum pelas ondas 1 (a), 2 (b) e pelos dez primeiros harmônicos (c); para o Hemisfério Sul.

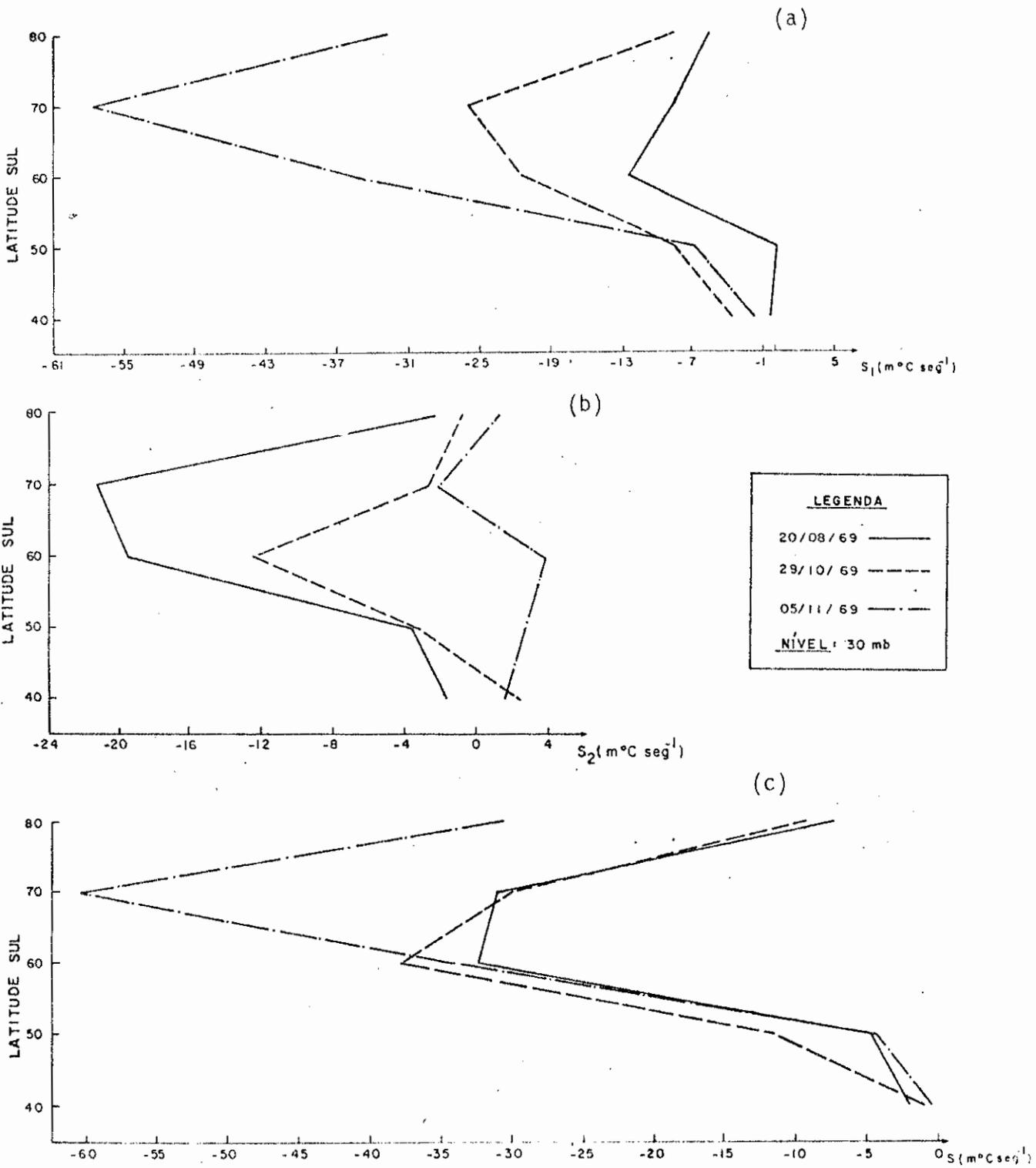


Fig. III.21 - Perfil meridional do transporte de calor sensível, pelas ondas 1 (a) e 2 (b) e pelos dez primeiros harmônicos (c); para o Hemisfério Sul.

3.4 - VELOCIDADE VERTICAL, DIVERGÊNCIA E VORTICIDADE

3.4.1 - TEMPERATURA E ALTURA GEOPOTENCIAL DO NÍVEL INTERMEDIÁRIO

Como se dispõem de dados de dois níveis (30 e 50 mb), para o Hemisfério Norte, calcular-se-ão a temperatura e a altura geopotencial para o nível intermediário (38,7 mb), (Apêndice D). A justificativa desse cálculo vem a posteriori, e seu esquema está na Figura III.22.

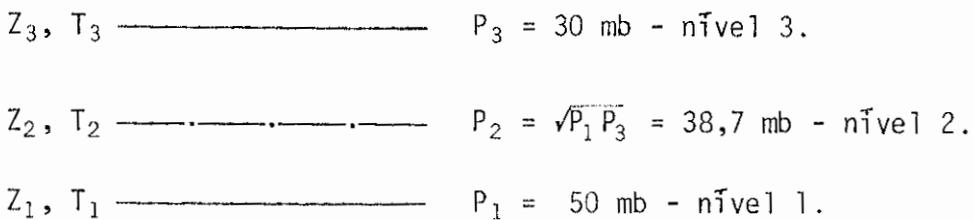


Fig.III.22 - Esquema dos níveis conhecidos e do nível calculado

Supor-se-á válida a aproximação hidrostática entre os níveis 1 e 3 (Fig.III.22), pois a estabilidade estática é alta, na baixa estratosfera e a velocidade vertical é fraca, como se comprovará mais tarde. Então, a temperatura entre esses níveis é dada por:

$$T = - \frac{g}{R} \frac{\partial Z}{\partial \ln p}, \quad (\text{III.1})$$

onde foi usada a equação de estado para o ar seco ($\alpha = RTP^{-1}$), já que a umidade na baixa estratosfera quase inexistente.

Usando as considerações feitas no Apêndice D, pode-se calcular a derivada que aparece na equação III.1 e obter a temperatura no nível 2, dada por:

$$T_2 = \frac{g}{R} \frac{(Z_3 - Z_1)}{\ln \left(\frac{P_1}{P_3} \right)} \quad (\text{III.2})$$

Para calcular a altura geopotencial intermediária apresenta-se a equação III.1 do seguinte modo:

$$dZ = - \frac{R}{g} T d \ln p \quad . \quad (III.3)$$

Integrando III.3 entre os níveis 1 e 2 e entre 2 e 3, e depois subtraindo uma expressão da outra obtém-se (Apêndice D):

$$Z_2 = \frac{Z_1 + Z_3}{2} + \frac{R}{8g} (T_1 - T_3) \ln \left(\frac{P_1}{P_3} \right) , \quad (III.4)$$

onde foi usado

$$P_2 = (P_1 P_3)^{1/2} . \quad (III.5)$$

3.4.2 - VELOCIDADE VERTICAL

Um parâmetro dinâmico importante é a estabilidade estática σ , pois, como já foi mencionado na introdução, a baixa estratosfera é uma região de σ alto (o que, em parte, justifica o uso da aproximação hidrostática) e, além disso, é usado no cálculo do movimento vertical. Por definição é dado por:

$$\sigma = - \frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{R}{p^2} \left(\frac{RT}{C_p} - \frac{\partial T}{\partial \ln p} \right) . \quad (III.6)$$

O campo de movimento vertical, associado aos aquecimentos estratosféricos é de interesse por várias razões. O conhecimento do movimento vertical dominante e perturbado é muito importante para o entendimento da circulação meridional e a avaliação dos processos de transporte horizontal e vertical, como ver-se-á adiante. Além disso, o movimento vertical é um elemento essencial para a explicação do aquecimento brusco local. Calculou-se a velocidade vertical (ω), no sistema (x,y, p,t) usando-se a equação da energia termodinâmica:

$$\omega = \frac{R}{P_{\sigma}} \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}_H \cdot \nabla_P T - \frac{1}{C_p} \frac{dh}{dt} \right] . \quad (\text{III.7})$$

Para o inverno e em altas latitudes, o termo do aquecimento diabático (terceiro do lado direito da equação III.7), na estratosfera e durante aquecimentos bruscos, é pequeno comparado com a variação local e advecção horizontal de temperatura. Se a advecção horizontal for também pequena, a mudança local de temperatura será explicada essencialmente pelo movimento vertical adiabático (no caso de aquecimento pela subsidência). Se a advecção horizontal é o termo dominante, então o campo do movimento vertical é determinado pela orientação do campo de altura relativo ao padrão térmico, pois os padrões de altura geopotencial e temperatura não necessitam ter o mesmo número de onda, nem precisam ser igualmente distribuídos. É bom ressaltar que os fortes movimentos ascendentes, relativamente, em altas latitudes e durante os aquecimentos bruscos, surgem em resposta à forte advecção horizontal de latitudes subpolares.

A equação para o movimento vertical torna-se, usando a aproximação geostrofica, coordenadas esféricas e desprezando o aquecimento diabático:

$$\omega = \frac{R}{P_{\sigma}} \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{2g}{f \text{Esen}(2\phi)} \left(\frac{\partial Z}{\partial \lambda} \frac{\partial T}{\partial \phi} - \frac{\partial Z}{\partial \phi} \frac{\partial T}{\partial \lambda} \right) \right] . \quad (\text{III.8})$$

A maneira pela qual foram determinadas as derivadas que aparecem nas equações III.6 e III.8 encontra-se no Apêndice D.

As figuras III.23 (a), (b) e (c) apresentam o campo de velocidade vertical antes, durante e depois do aquecimento, para três dias representativos no nível de 38,7 mb, no Hemisfério Norte.

A região com atividade mais intensa é sobre o norte dos EUA e o Canadá, enquanto que existe uma região com atividade menor sobre a Sibéria, aproximadamente; nas demais, a atividade é bem pequena, relativamente.

A atividade no dia 8 de janeiro de 1977 é bastante acentuada sobre a região canadense e pode-se notar várias células zonais de circulação, caracterizando um aumento no número de onda zonal na velocidade vertical, em relação ao dia 3 de janeiro de 1977. Já, a circulação média meridional apresenta, antes do aquecimento, (Fig.III.23 (a), ω_0 marcado na figura) movimento ascendente relativamente forte em 70°N , com subsidência nas demais latitudes. Durante o aquecimento (Fig.III.23 (b)), tem-se ascendência em 60°N e 70°N , com subsidência em 40°N e 50°N , mas o movimento ascendente médio já é menos intenso, se bem que distribuído numa área maior. Depois do aquecimento, dia 12 de janeiro de 1977 (Fig.III.23 (c)), as características da circulação média meridional são as mesmas que no dia 8 de janeiro de 1977, porém, o movimento ascendente é bem mais fraco e o descendente mais forte. Isto mostra que a atividade média parece se deslocar das altas latitudes para as baixas, pois enquanto o movimento ascendente médio enfraquece nas altas latitudes, nas baixas, a subsidência intensifica.

Se se comparar as figuras do movimento vertical (Fig.III.23 (a), (b) e (c) com a Figura III.24 (a), (b) e (c), que apresentam os campos da temperatura para o mesmo nível, notar-se-á o que se segue.

Antes do aquecimento, dia 3 de janeiro de 1977, (Figuras III.23 (a) e III.24 (a)), tem-se uma circulação média meridional indireta, com movimento ascendente de ar frio nas regiões polares e subsidência de ar quente em latitudes médias dando, então, uma conversão de energia cinética média zonal (K_Z) para potencial zonal (P_Z). Isto é semelhante à circulação normal de inverno (Holton, 1975). Como no inverno normal, o pólo é mais frio que as latitudes médias (45°N), (Fig.III.2 (a) e (b)) essa circulação indireta tende a esfriar ainda mais o pólo. Para compensar esse esfriamento adiabático e o radiativo, devido ser noite polar, há um transporte turbulento de calor sensível das latitudes médias para o pólo (Figuras III.18 (c) e 19 (c)) e com o gradiente de temperatura negativo em direção ao pólo, acarreta uma conversão de energia potencial zonal em energia potencial turbulenta (P_E). Agora, analisando-se os campos de temperatura e movimento vertical, nota-se que, em geral, na direção oeste-este, o movimento ascendente é associado às

temperaturas altas e o subsidente às temperaturas relativamente baixas, caracterizando uma circulação oeste-este direta, com a conversão de energia potencial turbulenta em energia cinética turbulenta (K_E).

Em um inverno normal, a circulação média meridional com movimento ascendente no pólo e descendente em latitudes médias, origina velocidade média meridional negativa, o que implica numa desaceleração dos ventos de oeste (devido ao torque de Coriolis), porém, sabe-se que existe o jato da noite polar com ventos fortes de oeste. Para a manutenção desse jato, então, é necessário uma convergência de momentum nessa região, o que causa a conversão de energia cinética turbulenta em energia cinética média zonal, fechando assim o ciclo de energia. Porém, nesse inverno em estudo, as características do transporte de momentum são bastante diferentes em relação a outros aquecimentos (Oneill e Taylor, 1979), esperando-se então, que a conversão de (K_E, K_Z) seja particularmente diferente nesse inverno.

No dia 8 de janeiro de 1977 (Figuras III.23 (b) e III.24 (b)) há a inversão do gradiente meridional de temperatura média zonal, mas a circulação média meridional não muda, logo, a conversão (K_Z, P_Z) deve também inverter. Como o pólo está mais quente que $45^\circ N$, a conversão (P_Z, P_E) deve também inverter, pois o transporte de calor sensível ainda é para o norte (Figuras III.18 (c) e 19 (c)). Quanto à conversão (P_E, K_E), as características são as mesmas que para o dia 3 de janeiro de 1977, ou seja, deve ter o sentido de P_E para K_E .

No dia 12 de janeiro de 1977 (Figuras III.23 (c) e III.24 (c)), a atmosfera já começa a demonstrar tendências de voltar ao normal, com o gradiente meridional de temperatura muito fraco, porém a circulação média meridional, apesar de pouco intensa, tem o mesmo sentido e espera-se que as conversões (K_Z, P_Z), (P_Z, P_E) e (P_E, K_E) sejam bem menores em comparação com os outros dias analisados.

É bom ressaltar que apesar de, pelo menos em algumas longitudes, o movimento vertical tornar-se relativamente forte, o valor máximo encontrado é da ordem de $2,5 \times 10^{-4}$ mb seg^{-1} (aproximadamente $4,1$ cm seg^{-1} , no nível de $38,7$ mb para uma temperatura de $215^\circ K$), o que não invalida a aproximação hidrostática suposta a priori.

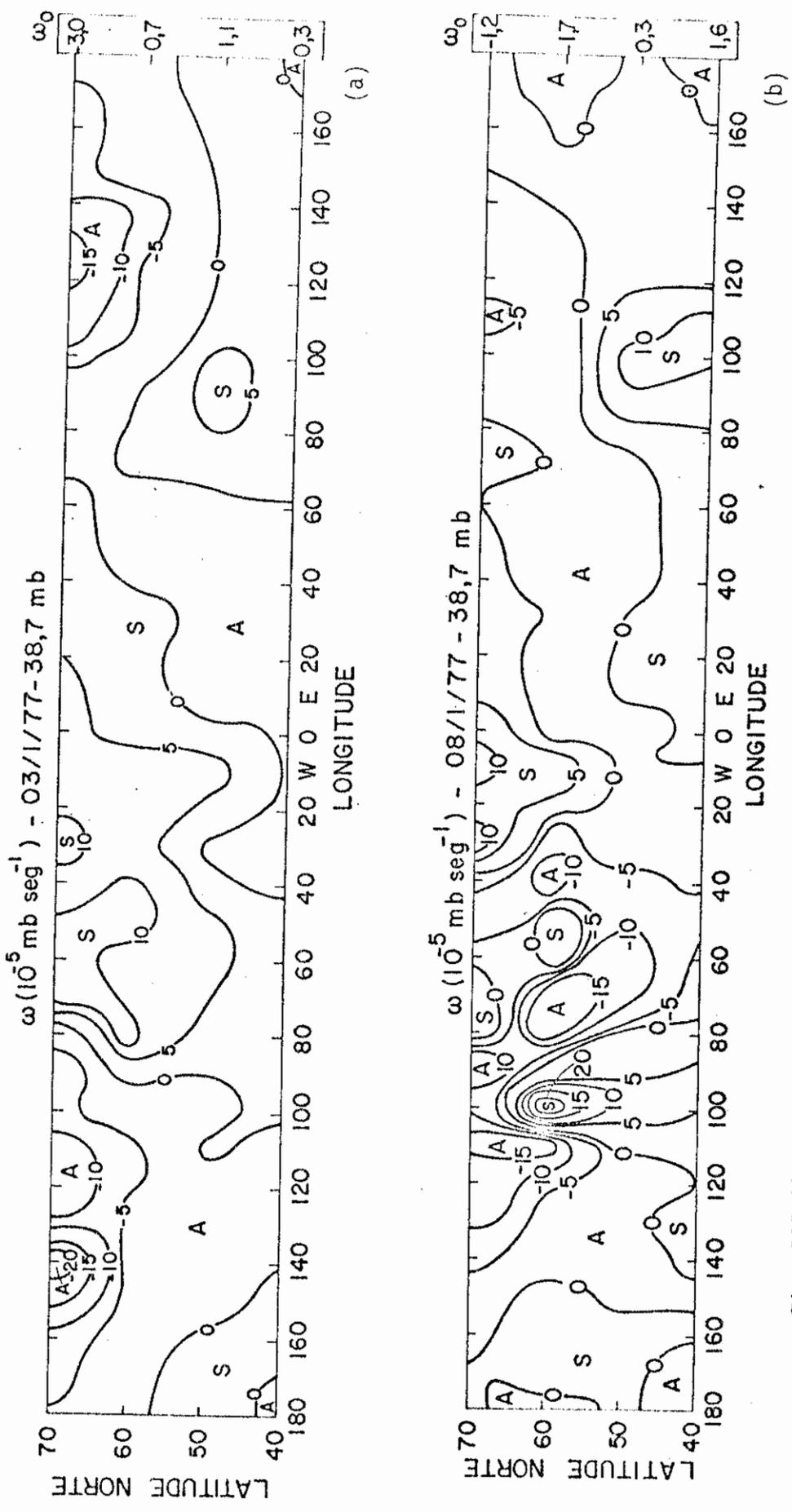


Fig. III.23 - Movimento vertical, ω , em 38,7 mb, Hemisfério Norte, para os períodos antes (a), durante (b) e depois (c) do aquecimento, calculado pelo método adiabático.

A é para o movimento ascendente e S para o subsidente.

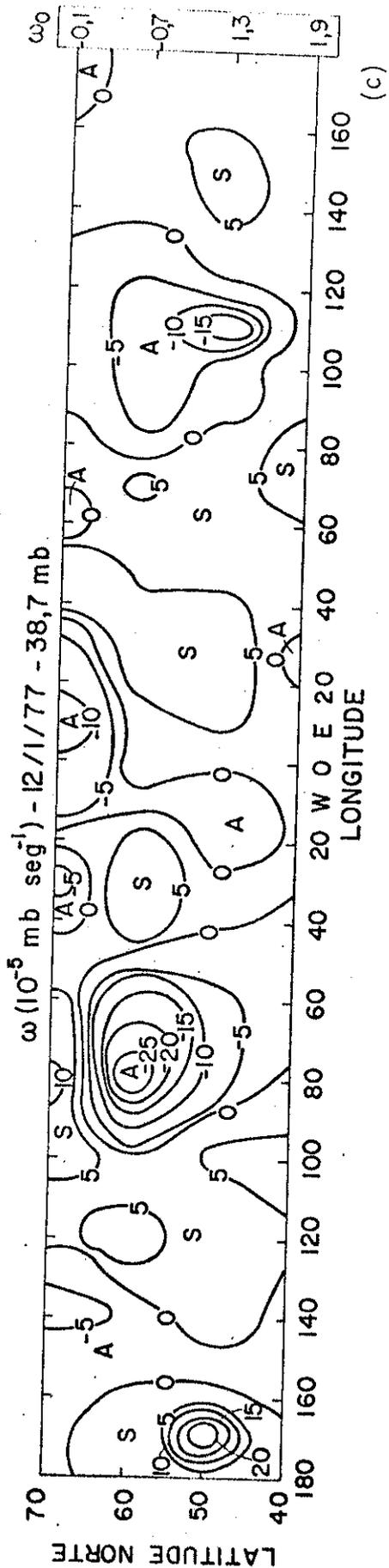


Fig. III.23 - Continuação.

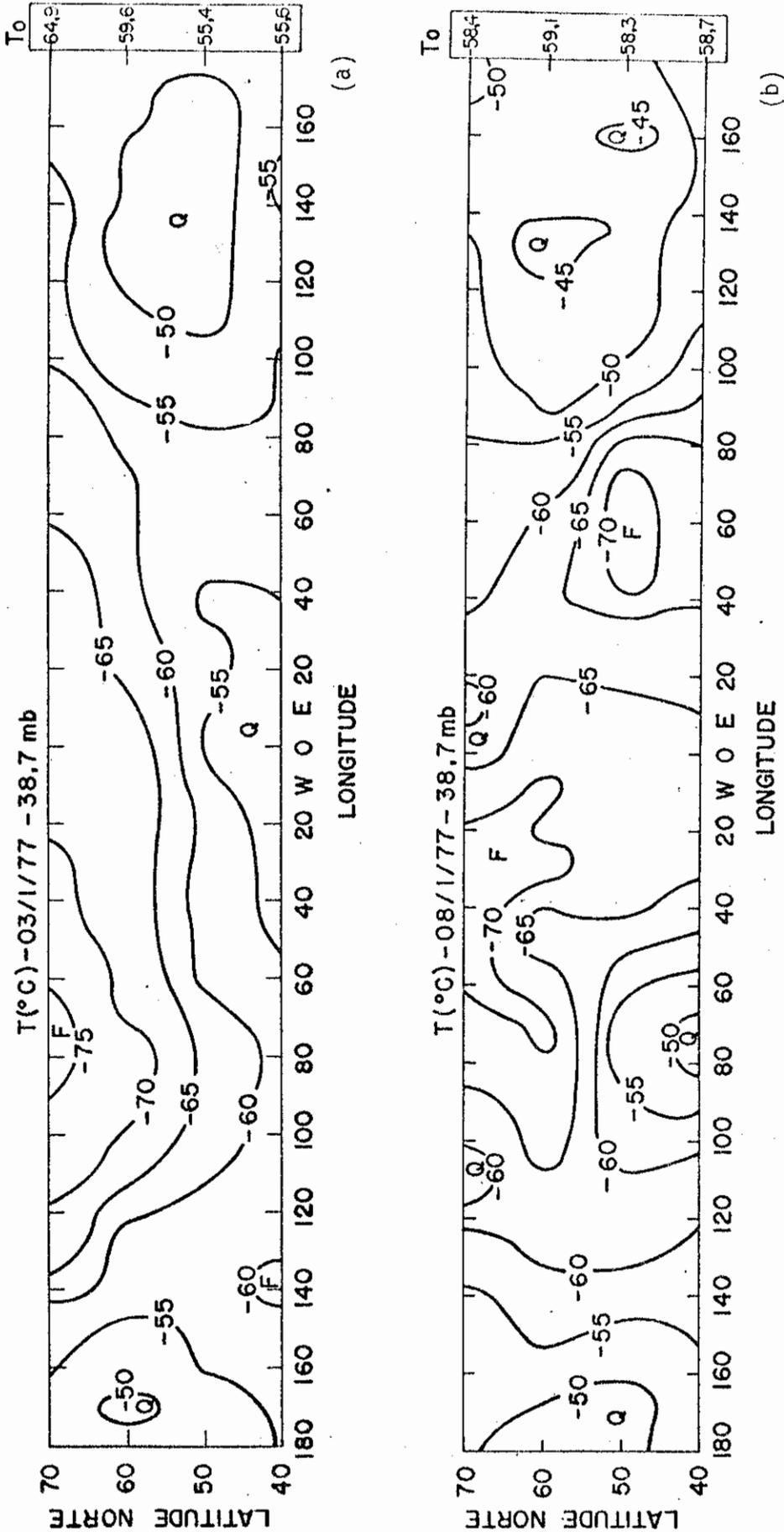


Fig. III.24 - Campo de temperatura, T , em 38,7 mb, Hemisfério Norte, para os períodos antes (a), durante (b) e depois (c) do aquecimento, calculado hidrostaticamente.

Q e F para as regiões relativamente quentes e F para as frias.

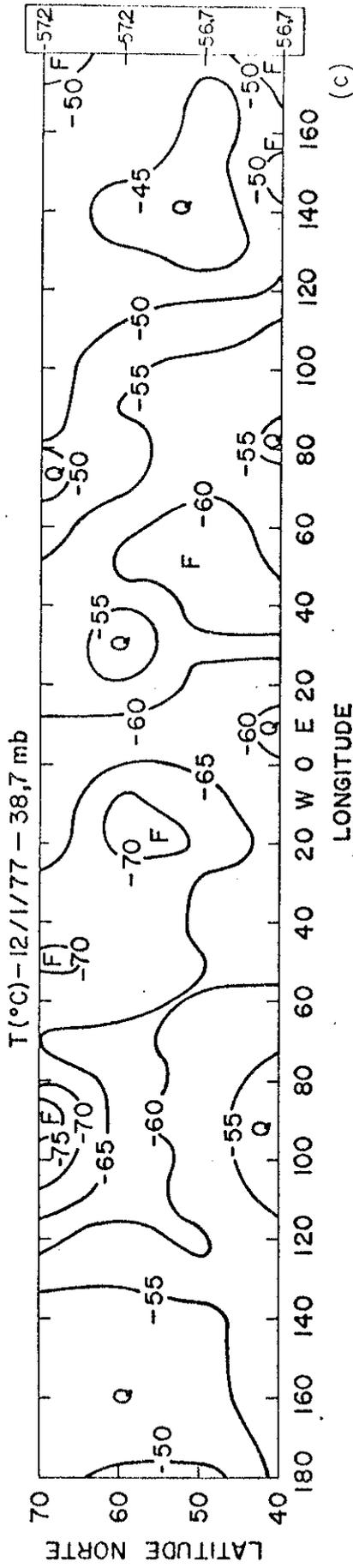


Fig. III.24 - Continuação.

3.4.3 - DIVERGÊNCIA E VORTICIDADE

Para uma descrição dinâmica mais detalhada do fenômeno, processaram-se os cálculos da divergência horizontal (δ) e da componente vertical da vorticidade relativa (ξ).

Como o vento horizontal \vec{V}_H é calculado geostroficamente, não se pode usá-lo, para a determinação da divergência horizontal, por isso obter-se-á através da velocidade vertical e da equação da continuidade no sistema (x, y, p, t):

$$\delta = \nabla_p \cdot \vec{V}_H = - \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (III.9)$$

Derivando a equação III.8 com relação à pressão obtém-se para δ , a seguinte expressão:

$$\delta = - \frac{\omega}{P} \left\{ 1 + \frac{R}{P^2 \sigma} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial \ln p^2} - \frac{R}{C_p} \frac{\partial T}{\partial \ln p} + \frac{P}{\omega} \frac{\partial}{\partial \ln p} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V}_H \cdot \nabla_p T \right) \right] \right\} \quad (III.10)$$

A divergência, calculada dessa forma, depende apenas do movimento vertical e da temperatura. Devido ao fato de ter aparecido a derivada segunda da temperatura, em P , é que houve a necessidade de se determinar T_2 , para o nível intermediário. Então, por problemas de diferença finita em P , tanto a divergência como a velocidade vertical (equação III.6), são para o nível intermediário (38,7 mb).

Para o caso da vorticidade, partindo da sua definição

$$\xi = \vec{k} \cdot \nabla \times \vec{V} \quad (III.11)$$

e usando a aproximação geostrofica e coordenadas esféricas, obtém-se, para a componente vertical da vorticidade, a expressão:

$$\xi = \frac{\partial v}{E \cos \phi \partial \lambda} - \frac{\partial u}{E \partial \phi} \quad (III.12)$$

onde u e v são dados pela equação B.31 (Apêndice B).

As Figuras III.25 (a), (b) e (c) e III.26 (a), (b) e (c) apresentam os campos da divergência horizontal e da componente vertical da vorticidade, para os períodos antes, durante e depois do aquecimento no nível de 38,7 mb, no Hemisfério Norte.

Em geral, nas regiões onde há divergência (Figuras III.25 (a), (b) e (c) tem-se movimento ascendente e onde há convergência tem-se subsidência (Fig. III.23 (a), (b) e (c)) para os três dias apresentados. Isto é semelhante ao que Bowman (1967) verificou para o aquecimento de 1958.

Levando-se em conta a equação da vorticidade, Bowman (1967) verificou que os termos dominantes na variação local da vorticidade, durante o aquecimento estratosférico de 1958, são a advecção horizontal de vorticidade absoluta ($\eta = \xi + f_c$) e o termo da divergência associado ao parâmetro de Coriolis. Encontrou, também, que a advecção vertical, o termo do espichamento ou torção e o da divergência associada a vorticidade relativa são uma ordem de grandeza menores.

Poder-se-ia, então, escrever a equação da vorticidade, assumindo que o termo de atrito é pequeno, como:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = - \vec{V}_H \cdot \nabla_P \eta - f_c \delta \quad . \quad (III.13)$$

Logo, tem-se que as regiões de convergência são de geração de vorticidade e as de divergência são de dissipação de vorticidade.

Comparando-se as Figuras III.25 (a) e III.26 (a), III.25 (b) e III.26 (b) e III.25 (c) e III.26 (c), vê-se que no dia 3 de janeiro de 1977, há uma região de forte convergência entre $50^{\circ}W$ e $90^{\circ}W$, e que nessa mesma região, a vorticidade ciclônica começa a crescer atingindo um forte máximo no dia 8 de janeiro de 1977. Essa região é aquela em que a atividade é maior (Fig. III.23 (b)). Fato análogo ocorre na região compreendida entre $40^{\circ}E$ e $120^{\circ}E$ e até $60^{\circ}N$, sendo que aí, também, a atividade é grande.

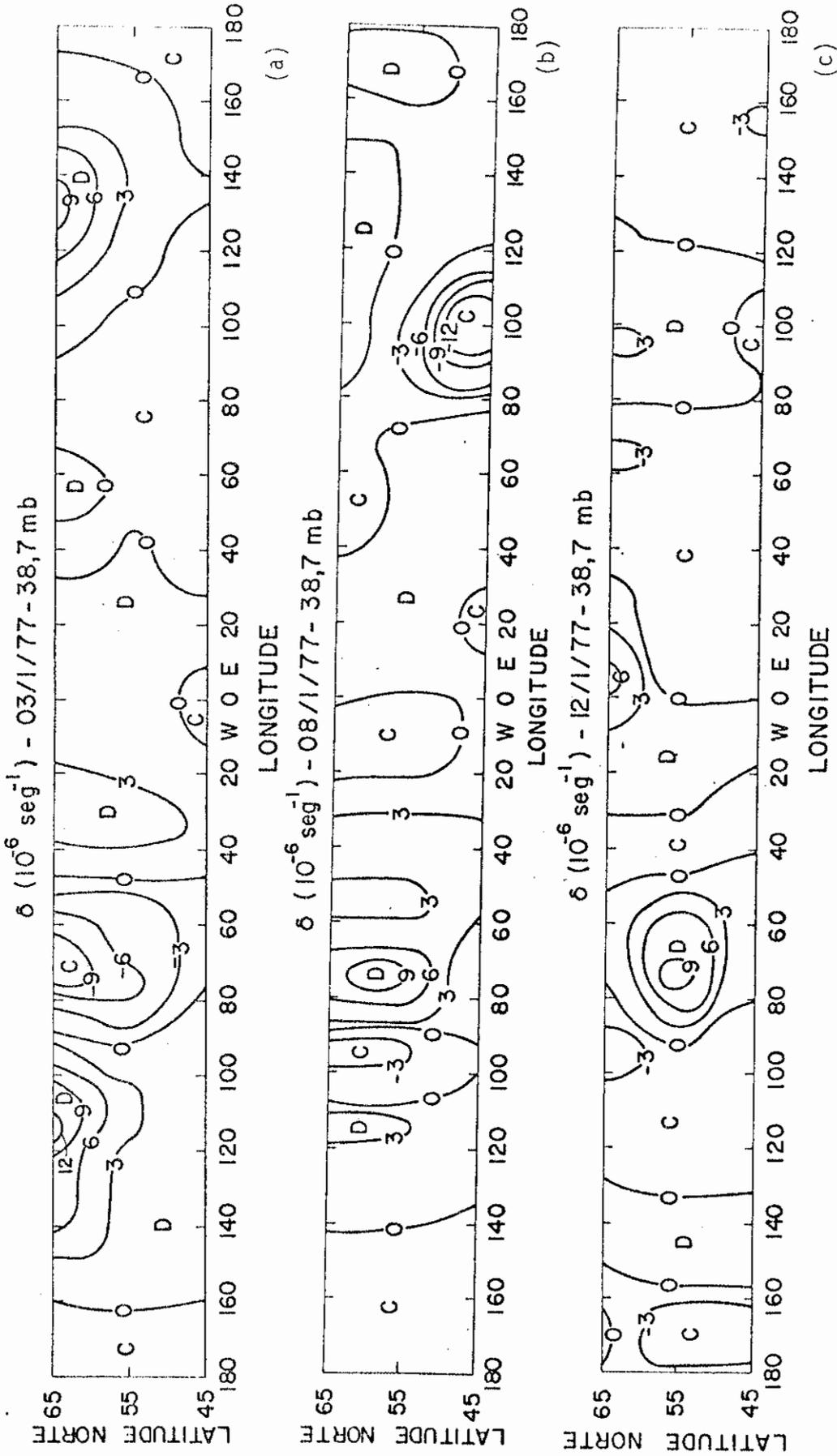


Fig. III.25 - Divergência horizontal, δ , em 38,7 mb, Hemisfério Norte, para os períodos antes (a), durante (b) e depois (c) do aquecimento, calculada através de uma forma derivada da equação da energia termodinâmica (adiabática).

D é para a divergência e C para a convergência.

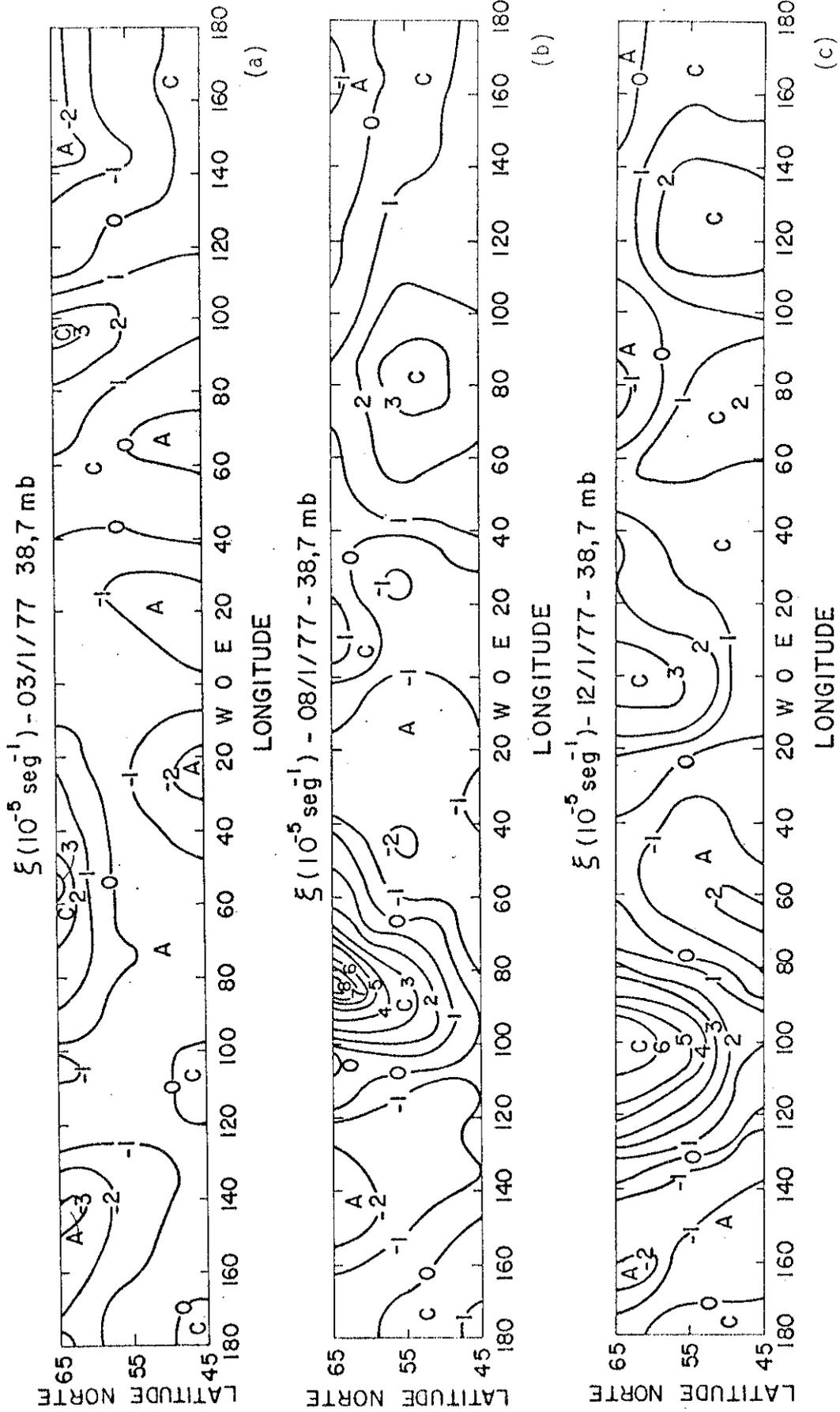


Fig. III.26 - Vorticidade relativa, ξ , em 38,7 mb, Hemisfério Norte, para os períodos antes (a), durante (b) e depois (c) do aquecimento, calculada geostroficamente.
C é para a vorticidade ciclônica e A para a anticiclônica.

As regiões de divergência são menos evidentes como fontes de vorticidade anticiclônica, mas em geral, pode-se verificar isto, por exemplo entre 120°E e 140°E e ao norte de 55°N e também entre 130°W e 150°W.

3.5 - ESCALA DO MOVIMENTO E EFICIÊNCIA DE TRANSPORTE NA BAIXA ESTRATOSFERA DURANTE OS AQUECIMENTOS

Um dos fenômenos mais espetaculares originado pela propagação de ondas é o aquecimento estratosférico. Nessas ocasiões, a atividade das ondas aumenta bastante e examinando as cartas sinóticas (Capítulo II) nota-se que antes do aquecimento parece haver dominância das ondas longas com números de onda 1 e 2 e depois, percebe-se o aparecimento de ondas curtas. Então, surgiu a questão de se determinar de uma maneira quantitativa qual seria a variação da onda dominante. Além disso, muitos estudos anteriores sugerem que os aquecimentos estratosféricos resultam do acréscimo de atividade das ondas e dos transportes associados. Isto leva à pergunta: Como a eficiência das ondas em transportar calor e momentum varia durante o aquecimento? São mais eficientes antes do aquecimento? Então, neste item, discutir-se-ão a variação da escala e da eficiência durante os aquecimentos.

Para tanto, com base na equação B.47, do Apêndice B, definiu-se uma escala S_{VZ} (Srivatsangam, 1976) para o movimento horizontal, dada por:

$$S_{VZ} = \left[\frac{\sum_{k=1}^n \frac{(A_k^V)^2}{2}}{\sum_{k=1}^n \frac{(A_k^Z)^2}{2}} \right]^{1/2} \frac{|f_c| \text{Ecos}\phi}{g} \quad (\text{III.14})$$

Essa escala está relacionada com a razão entre a variância total da velocidade meridional, a qual é relacionada com a energia cinética turbulenta meridional, e a variância total do campo de altura geopotencial, associada com a energia potencial.

Oort e Rasmusson (1971) definem como uma medida da eficiência dos processos turbulentos de troca, isto é, dos transportes meridionais, o grau de correlação entre a velocidade meridional \underline{v} e a quantidade $\underline{\psi}$ que está sendo transportada. O coeficiente de correlação $E_{v\psi}$, definido abaixo, indica a correlação no espaço ao longo de um círculo de latitude:

$$E_{v\psi} = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{A_k^v A_k^\psi}{2} \cos [k(\lambda_k^v - \lambda_k^\psi)]}{\left[\sum_{k=1}^n \frac{(A_k^v)^2}{2} \right]^{1/2} \left[\sum_{k=1}^n \frac{(A_k^\psi)^2}{2} \right]^{1/2}} \quad (III.15)$$

Além da escala do movimento e da eficiência de transporte, foi calculada a porcentagem que a onda j de ψ contribui para a variância total ($f\psi_j$), dada por:

$$f\psi_j = \frac{\frac{(A_j^\psi)^2}{2}}{\sum_{k=1}^n \frac{(A_k^\psi)^2}{2}} \cdot 100\%; \quad j = 1, 2, \dots, n. \quad (III.16)$$

Os resultados dos cálculos de S_{vZ} , $E_{v\psi}$ e $f\psi_j$ em 30 e 50 mb, para o aquecimento de 76-77 do Hemisfério Norte, em 30 mb para o de 69 do Hemisfério Sul são apresentados nas Tabelas III.1 a III.3, respectivamente.

Na Tabela III.1, tem-se que, em geral, a escala do movimento, em 30 mb, no Hemisfério Norte, antes do dia 10 de janeiro é menor do que 2,0, e que a partir do dia 11 de janeiro aumenta, atingindo valores altos, principalmente em 50°N, como por exemplo 3,6 no dia 17 de janeiro. Por outro lado, a contribuição das ondas 1 e 2 para a variância total é dominante antes do aquecimento, e, depois, as ondas maiores é que apresentam maior parcela. Como no caso citado anteriormente tem-se para as ondas 1, 2 e 3 do geopotencial contribuições de 3,3%; 1,8% e 35,3%, respectivamente, demonstrando que as ondas curtas passam a ter importância depois do aquecimento. Para a temperatura em 30 mb tem-se condições

semelhantes, no mesmo dia 17 de janeiro e latitude 50°N , com as ondas 1, 2 e 3 contribuindo com 3,5%, 35,3% e 41,5%, respectivamente.

Analogamente, pela Tabela III.2, para 50 mb, no Hemisfério Norte, antes do aquecimento, a escala é também menor que 2,0 e já no dia 8 de janeiro apresenta o valor de 3,9 em 60°N , com as contribuições das ondas 1, 2 e 3 do geopotencial sendo de 4,4%, 27,3% e 14,0%. Para a temperatura em 50 mb pode-se citar dia 17 de janeiro e 40°N com contribuições de 10,0%, 5,6% e 42,7%.

Então, parece haver uma tendência em aumentar o número de onda dominante após o aquecimento. Como o transporte vertical de energia é feito, essencialmente, pelas ondas longas (números 1 e 3), esse aparecimento de ondas curtas deve ser causado por mudanças locais, tais como interações não-lineares (não consideradas neste estudo) ou por algum mecanismo de instabilidade. Perry (1967) calculou a energética do aquecimento de 1963, incluindo efeitos não-lineares e obteve que a energia da onda 3, depois do aquecimento, é fornecida, essencialmente, por interação não-linear, ou seja, pelas outras ondas, principalmente pela onda 1.

Nesse aquecimento de 76-77 do Hemisfério Norte, como já foi citado anteriormente, o transporte de momentum é bastante diferente dos outros aquecimentos, sugerindo que talvez a instabilidade barotropical seja um processo importante para as ondas curtas tornarem-se significantes. Também, mais adiante, ver-se-á, através da distribuição espectral de energia cinética turbulenta (em função do número de onda), que as ondas mais curtas passam a ter a contribuição maior após o aquecimento.

A Tabela III.3, referente ao aquecimento de 69 para o Hemisfério Sul, revela que a escala do movimento, para este caso, parece atingir valores máximos no dia 17 de agosto, porém não ultrapassam o valor 2,0. Neste mesmo dia, a parcela de maior contribuição para a variância total é a da onda 2, como por exemplo, para 70°S e ondas 1, 2 e 3

do geopotencial, tem-se 7,0%, 86,8% e 5,0% e da temperatura 45,4%, 50,2% e 3,1%, respectivamente. Porém, o gradiente de temperatura só vai inverter no aquecimento final, em novembro de 1969.

Para o Hemisfério Sul (1969), as contribuições das ondas curtas (3 ou mais) são sempre menores que as das longas (1 ou 2), em contraste com o Hemisfério Norte em 76-77, o que será também ressaltado quando se analisar o comportamento espectral da energia cinética turbulenta para o Hemisfério Sul.

Analisando, agora, a eficiência dos transportes de momentum E_{vu} e de calor sensível E_{vT} nas Tabelas III.1 e III.2, tem-se que, em geral, o transporte de calor sensível é mais eficiente que o de momentum. E_{vT} é geralmente positivo, dando um transporte sistemático de calor para o pólo norte, enquanto que E_{vu} é oscilante em sinal, havendo transporte de momentum ora para norte, ora para sul.

A eficiência em transportar calor sensível para o pólo aumenta antes, e durante a inversão do gradiente meridional de temperatura atinge valores máximos, pelo menos em 50°N (por volta do dia 8 de janeiro), para depois, então, diminuir até meados de janeiro e aumentar novamente até o fim do período em estudo.

Para o Hemisfério Sul (Tabela III.3), o transporte de calor sensível também é, em geral, mais eficiente que o de momentum. E_{vT} é negativo, ou seja, o transporte de calor é para o pólo sul e E_{vu} oscila em sinal, tendo um comportamento semelhante ao caso do Hemisfério Norte. A eficiência em transportar calor sensível também aumenta antes e durante a inversão do gradiente meridional de temperatura, a partir do dia 29 de outubro de 1969.

TABELA III.1

ESCALA DE MOVIMENTO, EFICIÊNCIA DOS TRANSPORTES MERIDIONAIS DE MOMENTUM E DE CALOR SENSÍVEL E CONTRIBUIÇÃO DAS ONDAS 1, 2 e 3 DE GEOPOTENCIAL E TEMPERATURA PARA A VARIÂNCIA TOTAL, EM 1977, NÍVEL DE 30 MB NO HEMISFÉRIO NORTE

DATA	$\phi(N)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
01/01	40	2,2	0,4	90,5	5,4	27,6	43,1	1,2	0,4	0,3
	50	1,6	55,0	41,7	1,2	74,2	19,2	2,1	-0,3	0,4
	60	2,1	58,1	26,3	3,3	84,2	11,8	2,3	0,1	0,1
	70	2,2	42,2	34,7	12,4	90,2	8,4	0,3	0,3	0,2
02/01	40	2,0	18,0	74,6	4,9	20,9	56,8	1,9	0,5	0,4
	50	1,9	31,0	59,4	7,6	57,3	26,6	8,5	0,2	0,4
	60	1,4	79,8	15,0	4,6	85,4	7,9	4,9	0,1	0,5
	70	1,1	93,7	4,7	1,4	85,2	7,3	1,7	-0,2	0,6
03/01	40	1,8	41,2	52,3	4,9	14,4	72,0	4,8	0,2	0,3
	50	1,8	36,5	60,1	0,9	64,8	26,7	2,8	-0,1	0,3
	60	1,5	62,9	35,1	1,0	97,5	0,4	1,2	-0,2	0,4
	70	1,3	76,5	22,6	0,7	98,5	1,0	0,3	-0,4	0,5
04/01	40	1,6	66,7	23,2	9,6	18,5	66,6	3,6	-0,1	0,2
	50	1,6	54,6	40,7	3,1	40,4	50,4	6,5	-0,1	0,7
	60	1,6	51,1	44,9	2,8	81,6	15,5	2,1	-0,3	0,7
	70	1,5	60,5	36,4	2,8	90,5	8,2	1,0	-0,4	0,6
05/01	40	1,4	81,3	13,6	4,0	4,7	86,1	6,7	0,3	0,3
	50	1,4	69,5	27,6	1,7	27,2	65,0	6,8	0,1	0,9
	60	1,7	45,9	47,6	4,6	19,1	55,9	3,6	-0,2	0,3
	70	1,6	59,0	35,7	3,8	89,1	8,8	1,0	-0,3	0,5

Tabela III.I - Continuação

DATA	$\phi(N)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{Vu}	E_{VT}
06/01	40	1,2	91,6	5,3	2,1	8,0	79,0	7,6	0,1	0,5
	50	1,4	72,9	25,3	0,8	38,7	54,6	5,9	-0,1	0,9
	60	1,7	47,6	48,1	3,1	74,8	22,3	2,0	-0,3	0,8
	70	1,6	55,9	37,5	5,3	83,2	14,3	1,1	-0,2	0,5
07/01	40	1,3	88,0	7,8	2,0	16,9	71,5	3,7	0,1	0,7
	50	1,4	76,2	20,7	1,7	44,3	43,3	3,0	-0,1	0,9
	60	1,7	49,7	43,5	3,5	78,2	13,1	3,8	-0,2	0,7
	70	1,3	78,5	17,4	2,8	90,5	5,5	3,1	-0,2	0,3
08/01	40	1,3	90,3	5,5	0,4	17,8	64,7	3,2	0,4	0,6
	50	1,5	74,1	20,6	2,1	51,4	38,7	1,9	-0,1	0,9
	60	1,9	42,7	42,4	8,8	88,9	8,2	1,2	-0,2	0,5
	70	1,3	81,8	14,0	3,1	97,6	0,4	1,6	-0,1	0,3
09/01	40	1,5	85,7	7,1	1,0	25,1	56,7	0,3	0,3	0,5
	50	1,6	67,1	24,7	3,2	57,5	35,9	0,1	-0,3	0,8
	60	1,9	47,7	30,9	17,3	87,6	8,5	2,7	-0,2	0,5
	70	1,4	82,4	7,8	8,0	94,5	2,9	1,7	-0,1	0,1
10/01	40	1,5	87,4	4,4	2,1	21,6	43,5	3,6	0,2	0,6
	50	1,7	72,3	14,4	6,7	67,8	22,8	1,2	-0,2	0,7
	60	2,0	48,5	23,7	23,0	93,6	3,5	1,6	-0,2	0,3
	70	1,4	84,0	5,3	10,1	96,9	1,5	0,8	-0,3	0,1
11/01	40	1,5	84,5	6,4	3,6	54,6	13,7	5,1	0,3	0,5
	50	2,4	48,3	6,9	31,9	79,2	14,0	1,5	-0,1	0,4
	60	2,1	53,3	11,3	28,0	97,7	1,4	0,4	-0,2	0,1
	70	1,4	85,1	3,4	10,5	97,4	2,3	0,2	-0,2	-0,1

Tabela III.1 - Continuação

DATA	$\phi(N)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
12/01	40	2,1	64,8	2,1	23,4	43,0	29,0	9,3	0,2	0,5
	50	3,0	26,4	1,1	39,4	74,3	11,1	7,3	-0,1	0,4
	60	2,5	44,6	3,4	25,5	95,1	0,4	1,6	-0,1	0,1
	70	1,6	80,8	2,6	11,5	95,2	3,6	0,3	-0,2	-0,1
13/01	40	2,1	62,4	3,0	25,2	29,6	23,7	30,8	-0,2	0,7
	50	2,8	29,1	1,3	44,2	55,1	9,0	24,2	-0,1	0,5
	60	2,2	65,3	1,1	14,6	82,5	0,5	10,3	-0,2	0,2
	70	1,3	90,5	2,1	4,4	92,8	1,3	3,2	-0,2	-0,1
14/01	40	2,3	58,2	2,3	28,1	33,0	36,4	16,5	-0,1	0,6
	50	2,8	31,0	2,8	44,6	37,1	21,9	26,9	-0,1	0,5
	60	1,9	74,5	2,5	10,9	77,1	3,2	15,0	-0,3	0,2
	70	1,2	95,0	0,1	3,1	94,8	3,5	0,9	-0,3	-0,1
15/01	40	2,7	41,5	0,2	29,2	38,8	37,3	14,9	-0,2	0,4
	50	3,2	20,5	2,5	34,9	18,6	34,4	35,2	-0,1	0,4
	60	2,0	76,6	0,6	7,5	49,3	16,1	27,9	-0,2	0,4
	70	1,1	94,9	2,6	1,4	92,0	6,4	1,1	-0,5	0,1
16/01	40	2,8	44,4	3,4	15,1	13,9	52,0	19,4	-0,2	0,3
	50	3,4	13,4	4,7	25,2	6,8	41,3	38,2	-0,3	0,4
	60	2,7	45,3	14,2	8,5	46,7	19,2	16,1	-0,4	0,1
	70	1,2	87,9	9,5	0,8	91,6	7,6	0,1	-0,6	0,1
17/01	40	3,1	32,6	2,1	19,1	8,3	41,5	31,4	0,1	0,5
	50	3,6	3,3	1,8	35,1	3,5	35,3	41,5	-0,2	0,5
	60	2,4	40,1	17,4	23,3	24,1	30,6	25,1	-0,4	0,4
	70	1,6	66,0	20,9	10,4	77,7	17,1	0,9	-0,5	-0,1

Tabela III.1 - Continuação

DATA	$\phi(N)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
18/01	40	3,3	17,5	1,0	38,9	12,8	16,0	35,7	-0,3	0,7
	50	3,3	17,0	2,1	33,3	10,5	10,9	44,0	-0,4	0,7
	60	2,8	10,0	37,5	27,7	3,1	22,7	48,3	-0,3	0,3
	70	2,0	28,8	55,5	12,6	69,2	20,2	8,5	-0,1	-0,3
19/01	40	3,1	20,9	9,4	35,5	10,2	11,3	35,7	-0,3	0,9
	50	3,0	32,3	1,4	31,9	11,3	11,4	43,0	-0,5	0,8
	60	2,8	18,5	26,6	24,9	0,5	18,4	52,7	-0,4	0,3
	70	2,4	6,9	56,7	21,0	64,1	16,6	14,0	-0,2	-0,1

TABELA III.2

ESCALA DE MOVIMENTO, EFICIÊNCIA DOS TRANSPORTES MERIDIONAIS DE MOMENTUM E DE CALOR SENSÍVEL E CONTRIBUIÇÃO DAS ONDAS 1, 2 e 3 DE GEOPOTENCIAL E TEMPERATURA PARA A VARIÂNCIA TOTAL, EM 1977, NÍVEL DE 50 MB NO HEMISFÉRIO NORTE

DATA	$\phi(N)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
01/01	40	2,2	2,1	81,2	12,1	14,7	66,4	4,3	0,3	0,5
	50	1,7	44,0	52,0	1,4	88,5	7,0	3,0	0,1	0,5
	60	1,3	81,6	14,9	2,8	91,8	4,5	2,7	0,1	0,5
	70	1,1	95,1	3,2	1,5	95,6	2,9	1,1	0,1	0,3
02/01	40	2,1	15,5	67,6	12,3	1,3	63,4	20,5	0,3	0,4
	50	1,7	39,0	58,5	1,3	68,5	21,8	5,9	0,1	0,7
	60	1,4	68,1	28,9	2,4	95,8	2,0	1,8	-0,2	0,4
	70	1,2	86,3	12,4	1,1	96,8	1,7	1,3	-0,5	0,3

Tabela III.2 - Continuação

DATA	$\phi(N)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
03/01	40	1,7	56,6	37,2	3,9	4,3	50,7	30,8	0,2	0,3
	50	1,7	54,9	41,8	0,3	59,4	25,5	5,4	-0,2	0,8
	60	1,5	58,9	38,0	1,9	89,2	8,1	1,0	-0,3	0,6
	70	1,4	74,1	23,5	2,2	95,4	3,8	0,3	-0,5	0,4
04/01	40	1,5	77,3	14,3	6,1	2,0	64,7	24,6	0,3	0,4
	50	1,5	67,7	29,8	1,2	49,4	41,6	3,2	-0,1	0,9
	60	1,6	47,7	47,7	4,0	77,5	19,7	1,4	-0,3	0,7
	70	1,6	56,6	38,2	4,8	90,5	8,4	0,7	-0,3	0,4
05/01	40	1,5	85,4	3,5	7,3	12,2	72,2	10,6	0,4	0,3
	50	1,4	75,8	21,0	2,1	43,0	52,0	1,8	0,1	0,9
	60	1,7	42,3	50,7	6,1	43,5	32,1	2,5	-0,2	0,8
	70	1,8	37,5	53,1	8,6	83,6	14,2	1,7	-0,2	0,4
06/01	40	1,4	91,3	2,6	2,2	61,0	35,1	0,7	0,1	0,8
	50	1,4	76,8	20,4	1,2	57,4	39,4	1,2	-0,2	0,9
	60	1,7	43,2	52,9	1,6	53,9	42,2	2,7	-0,3	0,8
	70	1,8	39,7	53,9	3,7	76,0	20,1	3,3	-0,2	0,4
07/01	40	1,5	86,9	2,1	5,7	65,4	21,2	0,4	0,2	0,7
	50	1,5	70,4	22,8	4,1	60,1	32,6	2,5	-0,1	0,8
	60	1,9	30,2	60,8	3,4	64,4	27,7	4,8	-0,2	0,6
	70	1,6	56,4	39,3	3,2	88,1	8,4	2,3	-0,2	0,3
08/01	40	1,4	87,5	2,2	5,9	34,1	31,7	4,4	0,3	0,5
	50	1,6	69,7	22,1	4,1	52,8	30,7	5,3	-0,1	0,7
	60	3,9	4,4	27,3	14,0	72,8	18,9	3,5	0,1	0,1
	70	1,7	65,5	20,1	7,4	96,9	2,4	0,3	0,2	0,2

Tabela III.2 - Continuação

DATA	$\phi(N)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
09/01	40	1,4	84,8	9,4	1,7	35,9	26,2	4,6	0,4	0,6
	50	1,6	73,7	16,4	3,2	52,0	28,8	4,4	-0,2	0,7
	60	2,4	24,5	43,3	19,5	79,1	15,8	0,5	-0,2	0,4
	70	1,8	59,2	21,1	16,9	97,2	1,4	1,0	-0,1	0,2
10/01	40	1,7	85,1	3,7	0,5	38,5	17,4	16,2	0,3	0,7
	50	1,9	63,2	17,0	9,6	62,0	19,2	6,4	-0,2	0,7
	60	2,4	25,2	30,9	34,0	89,0	7,1	0,3	-0,2	0,3
	70	1,7	68,4	11,3	18,6	97,9	1,7	0,1	-0,3	0,1
11/01	40	1,7	79,3	3,0	9,6	42,9	20,4	16,1	0,2	0,7
	50	2,4	41,5	9,4	39,2	61,6	15,6	11,8	-0,1	0,6
	60	2,7	16,9	9,1	61,9	88,1	5,7	3,4	-0,2	0,3
	70	1,9	60,2	10,7	26,7	97,3	0,7	0,8	-0,2	0,1
12/01	40	2,5	48,8	4,9	30,6	47,0	25,8	17,5	0,3	0,6
	50	3,8	3,7	1,3	33,1	57,2	15,8	20,8	-0,1	0,3
	60	2,9	17,2	5,8	45,9	83,4	4,9	8,4	-0,2	0,2
	70	2,0	57,5	10,8	24,9	96,3	1,5	1,4	-0,3	0,1
13/01	40	2,5	37,9	13,1	36,4	33,4	18,3	28,9	-0,2	0,6
	50	3,2	1,6	18,1	47,3	48,1	14,6	25,0	-0,1	0,5
	60	2,7	44,0	1,1	20,2	72,2	6,5	14,7	-0,1	0,3
	70	1,7	71,3	10,1	10,1	92,7	0,7	4,4	-0,1	0,2
14/01	40	2,6	25,6	17,7	43,5	33,3	22,7	25,9	0,1	0,5
	50	3,2	5,5	9,9	51,8	48,2	21,7	19,7	-0,1	0,5
	60	2,2	67,3	0,1	13,6	70,4	10,1	13,6	-0,2	0,2
	70	1,3	90,1	1,6	4,4	92,3	3,5	2,8	-0,2	-0,1

Tabela III.2 - Continuação

DATA	$\phi(N)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
15/01	40	2,3	38,4	21,2	30,3	21,4	33,6	24,5	0,4	0,2
	50	3,6	1,8	4,0	43,8	35,4	23,0	25,5	0,1	0,4
	60	2,5	62,3	3,2	3,3	66,5	12,4	12,4	-0,1	0,2
	70	1,6	77,1	13,3	2,1	94,6	2,4	0,5	-0,3	0,1
16/01	40	2,7	38,5	4,9	35,8	13,9	25,5	24,5	-0,1	0,7
	50	3,5	5,2	4,4	37,4	22,7	16,8	30,9	-0,1	0,7
	60	2,6	46,8	16,1	6,3	64,9	6,6	15,2	-0,2	0,3
	70	1,4	66,0	32,2	0,1	95,8	1,8	0,1	-0,4	-0,1
17/01	40	3,2	11,2	6,3	49,6	10,0	5,6	42,7	0,1	0,8
	50	3,3	0,8	16,2	44,9	20,4	15,6	38,1	-0,1	0,7
	60	2,5	35,2	31,4	9,8	24,8	15,7	37,8	-0,1	0,2
	70	1,7	52,4	42,2	1,4	56,3	24,6	11,7	-0,1	-0,2
18/01	40	3,4	8,5	5,8	45,2	0,8	15,5	41,3	-0,1	0,8
	50	3,2	5,8	15,1	48,6	13,4	6,4	41,2	-0,1	0,8
	60	2,5	6,1	68,7	9,7	16,6	3,5	51,8	-0,1	0,4
	70	2,0	16,4	72,6	4,7	37,5	26,0	30,7	-0,1	-0,3
19/01	40	3,0	14,7	5,4	56,4	12,1	16,8	29,4	-0,1	0,9
	50	2,9	21,8	9,4	44,4	18,5	5,2	34,7	-0,3	0,8
	60	2,6	21,3	41,9	14,7	22,4	4,9	47,9	-0,3	0,5
	70	2,5	29,5	23,7	32,1	12,9	8,0	54,5	-0,3	-0,1

TABELA III.3

ESCALA DE MOVIMENTO, EFICIÊNCIA DOS TRANSPORTES MERIDIONAIS DE
MOMENTUM E DE CALOR SENSÍVEL E CONTRIBUIÇÃO DAS ONDAS 1, 2 e 3
DE GEOPOTENCIAL E TEMPERATURA PARA A VARIÂNCIA TOTAL, EM 1969,
NÍVEL DE 30 MB NO HEMISFÉRIO SUL

DATA	$\phi(S)$	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
18/06	50	1,7	73,1	11,3	11,2	95,2	3,0	0,4	0,1	-0,3
	60	1,8	55,8	23,0	20,0	82,6	2,1	4,3	-0,2	-0,5
	70	1,6	71,6	10,8	16,1	67,6	20,3	1,8	-0,1	-0,5
09/07	50	1,1	97,7	0,6	1,3	75,7	16,0	2,7	0,3	-0,7
	60	1,1	97,2	2,0	0,4	69,1	25,7	3,1	0,9	-0,5
	70	1,1	94,5	5,1	0,2	85,6	13,4	0,2	0,4	-0,4
13/08	50	1,8	39,8	53,2	5,6	31,8	59,1	2,8	0,1	-0,1
	60	1,7	33,7	63,3	2,6	34,2	64,2	0,1	0,1	-0,1
	70	1,9	18,6	75,2	3,0	37,1	61,9	0,3	0,1	-0,1
17/08	50	1,9	24,1	72,0	0,7	41,9	50,9	1,9	-0,2	-0,3
	60	1,9	22,9	72,9	2,8	38,6	58,1	1,5	-0,2	-0,3
	70	2,0	7,0	86,8	5,0	45,4	50,2	3,1	-0,1	-0,2
20/08	50	1,9	22,5	73,3	0,8	31,9	62,5	1,5	0,4	-0,1
	60	1,5	62,6	35,7	0,4	44,9	50,0	3,9	0,5	-0,3
	70	1,3	74,5	24,2	0,6	68,2	29,8	0,7	0,3	-0,3
27/08	50	1,9	44,5	43,2	3,5	35,1	50,1	8,8	0,2	-0,1
	60	1,6	53,0	42,9	1,7	55,5	36,7	3,8	0,5	-0,3
	70	1,5	58,7	39,8	1,0	72,3	23,7	0,2	0,2	-0,2

Tabela III.3 - Continuação

DATA	ϕ (S)	S_{VZ}	fz_1	fz_2	fz_3	fT_1	fT_2	fT_3	E_{VU}	E_{VT}
29/10	50	1,3	83,0	14,9	0,3	60,0	34,2	3,8	-0,1	-0,4
	60	1,3	82,5	15,5	1,6	67,9	28,3	2,7	0,1	-0,5
	70	1,1	92,2	6,3	1,3	81,6	16,7	0,8	0,1	-0,4
05/11	50	1,2	93,1	4,5	1,6	88,2	5,3	3,3	-0,1	-0,1
	60	1,1	96,6	1,9	1,3	94,7	2,3	2,2	-0,1	-0,3
	70	1,0	97,1	2,6	0,2	99,2	0,1	0,4	-0,2	-0,3
19/11	50	1,7	48,7	46,0	2,6	54,9	21,3	14,9	-0,1	-0,5
	60	1,6	58,2	39,8	0,2	80,4	12,2	5,0	-0,1	-0,6
	70	1,3	77,4	20,1	1,9	91,6	4,8	1,1	-0,1	-0,6

CAPÍTULO IV

ENERGÉTICA

O ciclo de energia foi obtido com o uso das equações de Saltzman (1957), simplificadas para uma atmosfera adiabática e invíscida, que são:

$$\frac{\partial K_E}{\partial t} = - (K_E, K_Z) + (P_E, K_E) + \tau_E, \quad (IV.1)$$

$$\frac{\partial K_Z}{\partial t} = (K_E, K_Z) - (K_Z, P_Z) + \tau_Z, \quad (IV.2)$$

$$\frac{\partial P_E}{\partial t} = (P_Z, P_E) - (P_E, K_E), \quad (IV.3)$$

$$\text{e } \frac{\partial P_Z}{\partial t} = - (P_Z, P_E) + (K_Z, P_Z), \quad (IV.4)$$

onde as quantidades que aqui aparecem são médias por unidade de massa, e são definidas no Apêndice C.

Os termos do tipo $C = (X, Y)$, que aparecem nas equações IV.1 a IV.4, representam as conversões entre as formas de energia X e Y. Se C é positivo, o sentido de conversão é de X para Y, e para C negativo é de Y para X.

Para o caso de $C_K = (K_E, K_Z)$, ele aparece com o sinal trocado nas equações IV.1 e IV.2. Isto significa que se C_K for positivo, tem-se conversão de K_E em K_Z , isto é, $\partial K_E / \partial t$ é negativo e $\partial K_Z / \partial t$ é positivo (considerando apenas a contribuição do termo C_K), ou seja, o aumento de K_Z com o tempo é devido à transformação de K_E , que diminui com o tempo, em K_Z . Análise análoga pode ser feita para as outras conversões $C_E = (P_E, K_E)$, $C_Z = (P_Z, K_Z)$ e $C_P = (P_Z, P_E)$, pois todas aparecem em duas equações com sinal trocado.

Esses termos serão calculados independentemente para o Hemisfério Norte e para o Hemisfério Sul e como se dispõe de dados de apenas um nível, ter-se-ão somente K_E e K_Z . Os resultados desses cálculos estão em forma de gráficos nas Figuras de IV.1 a IV.5.

As Figuras IV.1, IV.2 e IV.3 serão analisadas conjuntamente e apresentam as energias cinética zonal e turbulenta (Fig. IV.1 (a)), potencial zonal e turbulenta (Fig. IV.1 (b)), as conversões entre essas formas de energia (Fig. IV.2 (a)), os fluxos de energia no contorno inferior (Fig. IV.2 (b)) e os ciclos de energia para antes, durante e depois do aquecimento (Figuras IV.3 (a), (b) e (c)). Os valores que aqui aparecem são integrais para a região em estudo (35°N a 75°N) e no nível de 38,7 mb.

Em geral, K_E e P_E são maiores que K_Z e P_Z , nesse período, (1 a 19 de janeiro de 1977), apresentando, ambas, um pico considerável quando ocorre a inversão do gradiente meridional de temperatura e do vento zonal (Figuras III.1 (a) e (b) e IV.2 (a) e (b)). O pico de K_E poderia ser explicado através de C_K e C_E , mas essas conversões apresentam um máximo em torno do dia 3 de janeiro de 1977, para depois decrescerem até o dia 8 de janeiro de 1977 (Fig. IV.2 (a)), quando K_E é máximo. Porém, pela Fig. IV.2 (b) vê-se que τ_E também apresenta um máximo em torno do dia 3 e depois decresce, para então crescer novamente, causando este aumento considerável em K_E . Deve-se aqui ressaltar que τ_E é o fluxo de energia turbulento da troposfera que atravessa o nível de 38,7 mb, sendo que este fluxo será distribuído por toda a atmosfera acima desse nível, pois foi calculado, supondo-se que o fluxo no topo da atmosfera é nulo (Apêndice D). Logo, a distribuição dessa energia que chega em 38,7 mb deve ser diferente para o primeiro pico (dia 3 de janeiro de 1977) e para o segundo (dia 7 de janeiro de 1977), (Fig. IV.2 (b)), de tal forma que apenas o segundo contribuiu para um grande aumento de K_E no nível citado.

O pico em P_E deve ser analisado em função das conversões C_E e C_A . Pela Figura IV.2 (a) tem-se que, entre os dias 4 e 7 de janeiro de 1977, C_A é sempre positivo e maior que C_E , o qual no dia 7 de janeiro é negativo, ou seja, P_E é aumentado devido ao transporte de calor sensível para o pólo norte, antes da inversão do gradiente de temperatura média zonal. Também, a maior parte das interações de energia são bastante grandes antes do aquecimento, comparadas com seus valores após o aquecimento. Com a ocorrência da inversão do gradiente meridional de temperatura, as conversões C_Z e C_A mudam de sinal. Isto está de acordo com o discutido no Capítulo III.

Comparando a Figura IV.2 (a) com uma semelhante apresentada por Julian e Labitzke (1965), Figura 2 desse artigo, encontram-se muitas similaridades, apesar de haver algumas diferenças quantitativas. Os termos de conversão de energia variam muito rapidamente durante o aquecimento de 77, comparados com o de 63. Além disso, a conversão C_K é muito diferente no aquecimento de 77, como discutido a seguir.

Quanto aos ciclos de energia apresentados nas Figuras IV.3 (a), (b) e (c), já foram discutidos os processos físicos que os envolvem, no item 3.4 do capítulo anterior. Nestas figuras, são dados três valores para as conversões, fluxo inferior e formas de energia turbulenta. O valor do topo é para a onda 1, o médio para a onda 2 e o inferior é para os dezoito primeiros harmônicos.

Comparando esses ciclos com os apresentados na introdução (Schoeberl, 1978) vê-se que o fluxo da baixa atmosfera (τ_E) é o termo dominante antes e depois do aquecimento. Porém, durante o aquecimento torna-se pequeno (Fig. IV.3 (b), chegando até a inverter o sinal no dia 9 de janeiro de 1977 (Fig. IV.2 (b)).

Por outro lado, outra grande diferença é a conversão C_K , que antes do aquecimento aumenta K_E , através de transporte de momentum para sul com o vento zonal médio crescendo para norte (Figuras III.1 (a) e (b) e III.16 (c) e III.17 (c)). Porém, após o aquecimento de ven

tos de este, o gradiente meridional do vento zonal inverte e com o transporte de momentum ainda para sul (Figuras III.16 (c) e III.17 (c)), C_K muda o sentido de conversão diminuindo K_E (Equação C.20, Apêndice C).

A Figura IV.4 apresenta K_E e P_E antes e depois do aquecimento em função do número de onda (k). Vê-se claramente que antes do aquecimento, as ondas 1 e 2 dominam, porém, após o aquecimento as ondas de número maior passam a ter importância, principalmente para K_E , onde as ondas 3 e 4 dominam. Esse resultado está de acordo com o obtido no item 3.5 do capítulo anterior, na discussão sobre escala do movimento.

Para o caso do Hemisfério Sul, não se pôde calcular o ciclo de energia, como já ressaltado anteriormente. As Figuras IV.5 (a), (b) e (c), apresentam K_Z e K_E para três datas, em função da latitude; e K_E em função do número de onda, para 30 mb.

O comportamento de K_Z , no Hemisfério Sul, é idêntico ao do vento zonal médio u_0 (Fig.III.3 (a)), diminuindo com a chegada da primavera e do aquecimento final, enquanto que K_E diminui na primavera mas aumenta com o aquecimento final. Por outro lado (Fig.IV.5 (c)), os números de onda que dominam em K_E são 1 e 2, concordando com a análise do item 3.5 do Capítulo III.

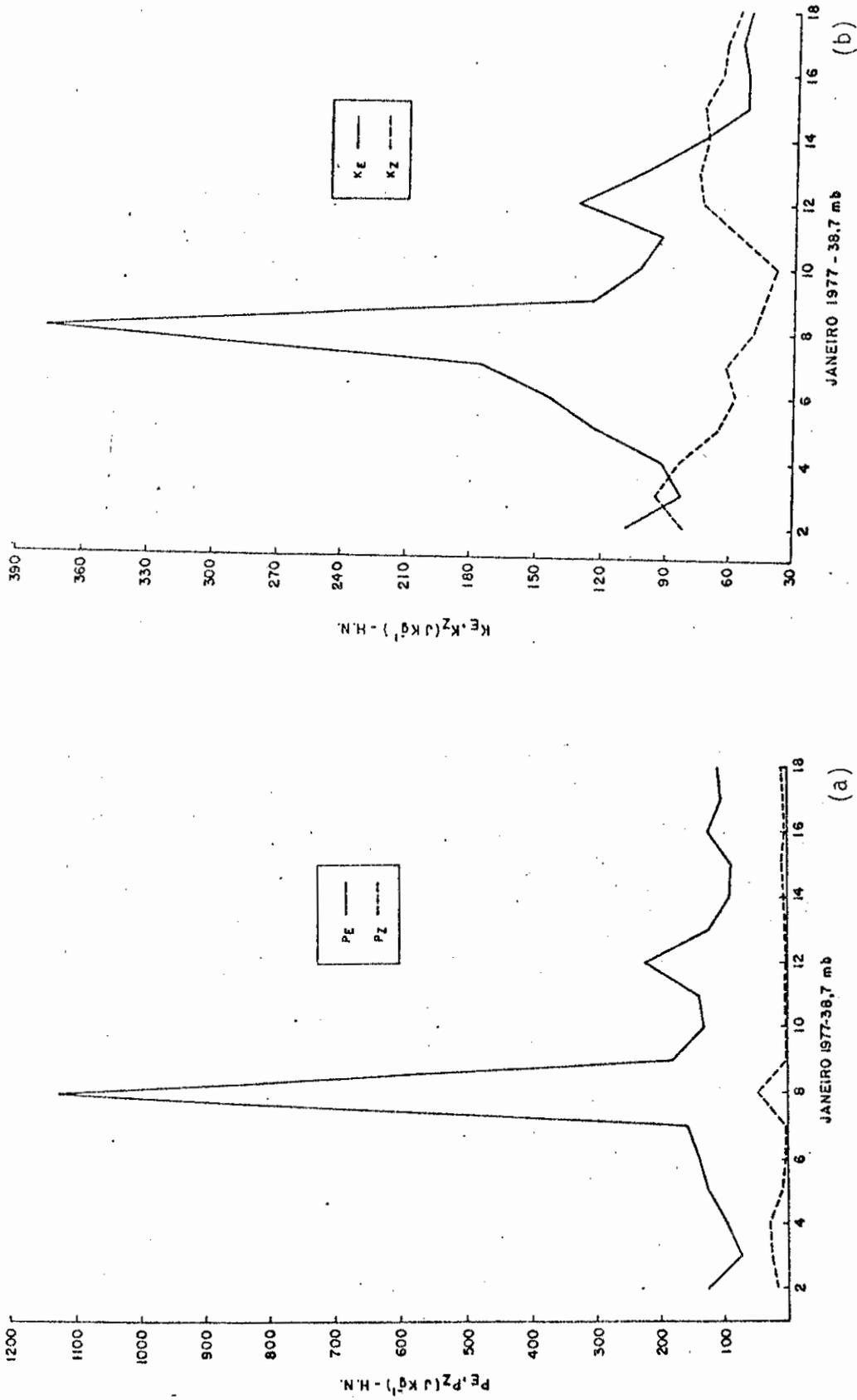


Fig. IV.1 - Variação da energia cinética turbulenta e zonal (a) e da energia potencial disponível turbulenta e zonal (b) com o tempo, em 38,7 mb, no Hemisfério Norte.

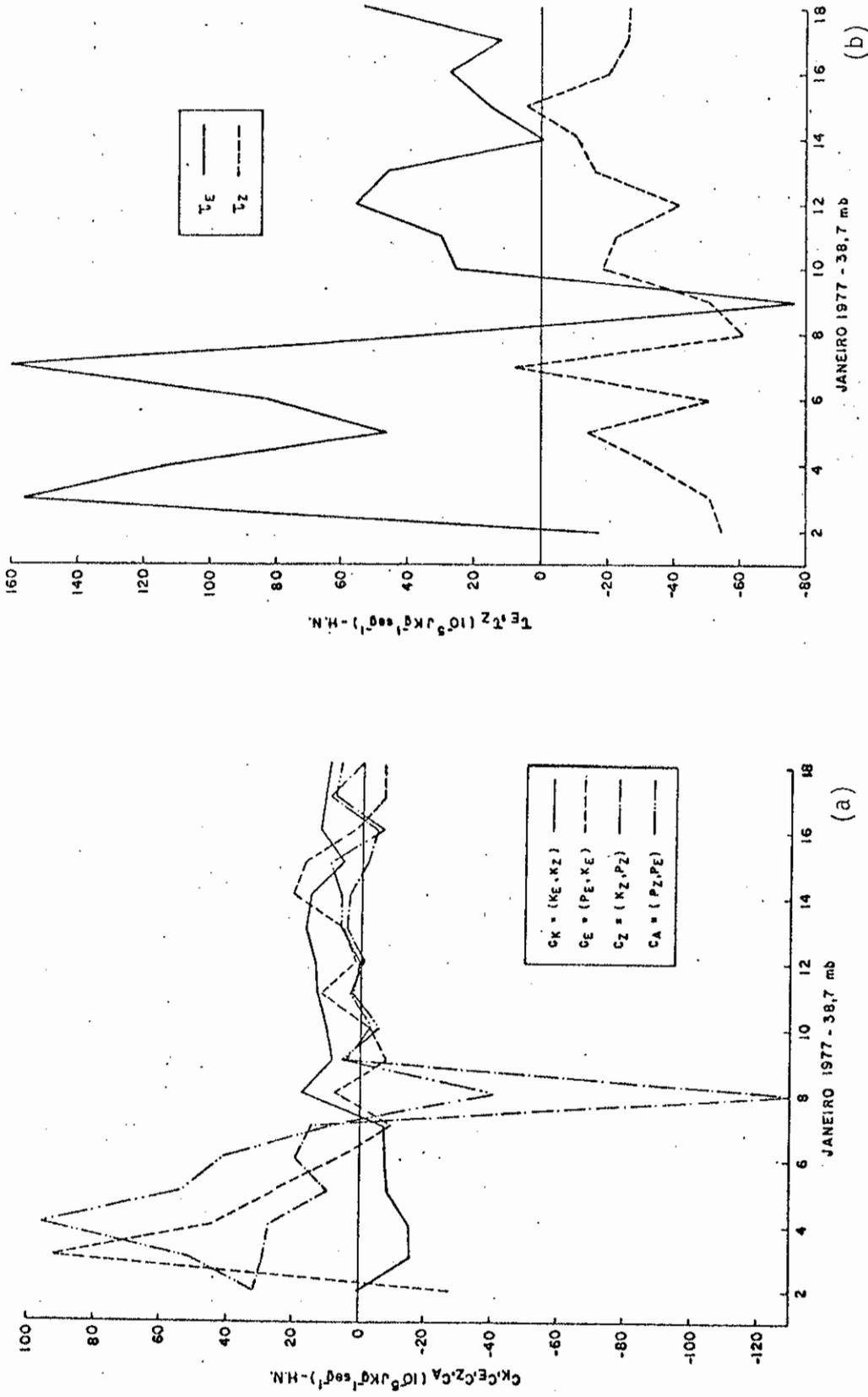


Fig. IV.2 - Variação das conversões entre as formas de energia (a) e dos fluxos turbulento e zonal (b) através da superfície de 38,7 mb com o tempo, no Hemisfério Norte.

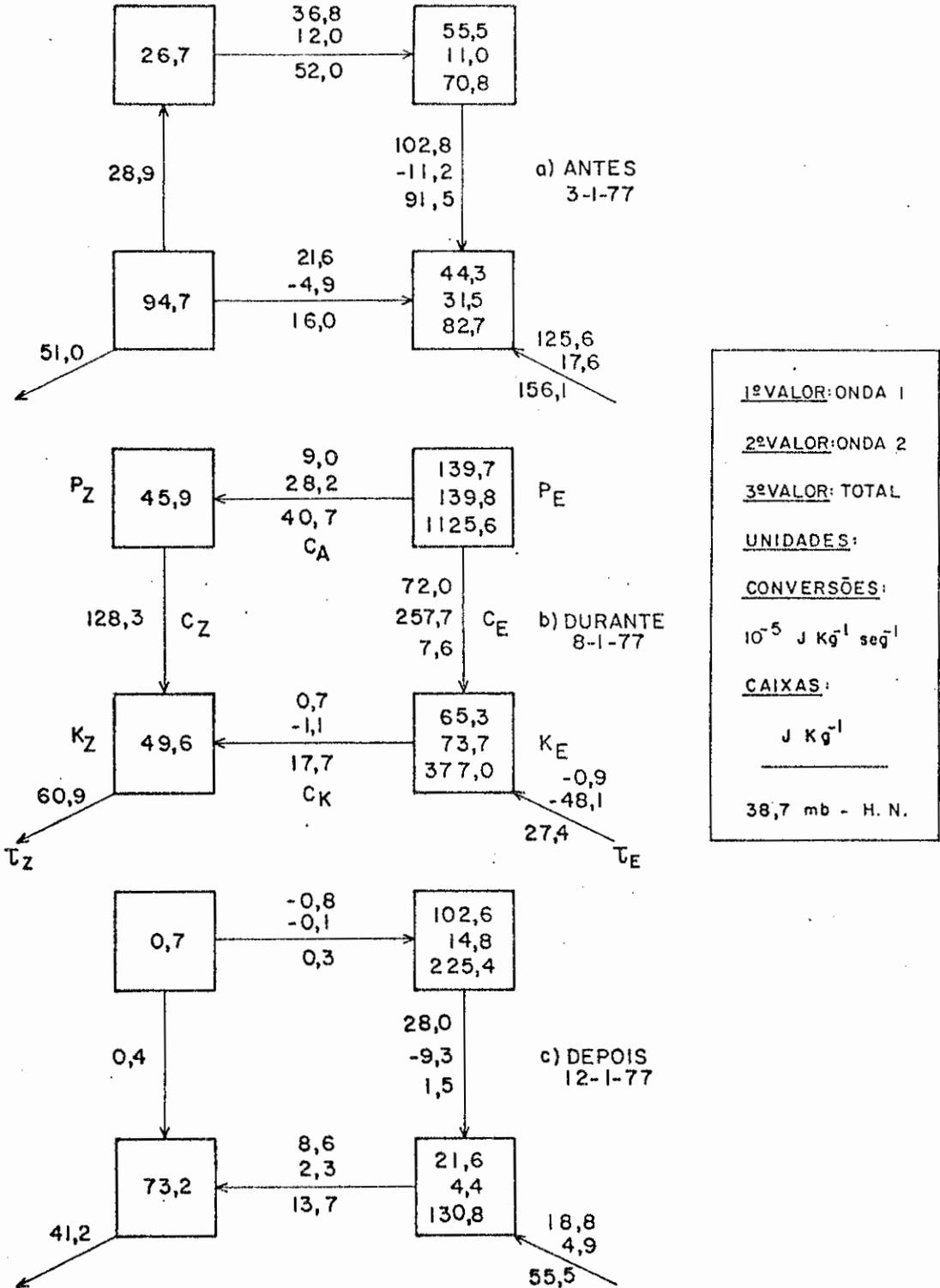


Fig . IV.3 - Ciclos de energia calculados para os períodos antes (a), durante (b) e depois (c) do aquecimento, para 38,7 mb, Hemisfério Norte.

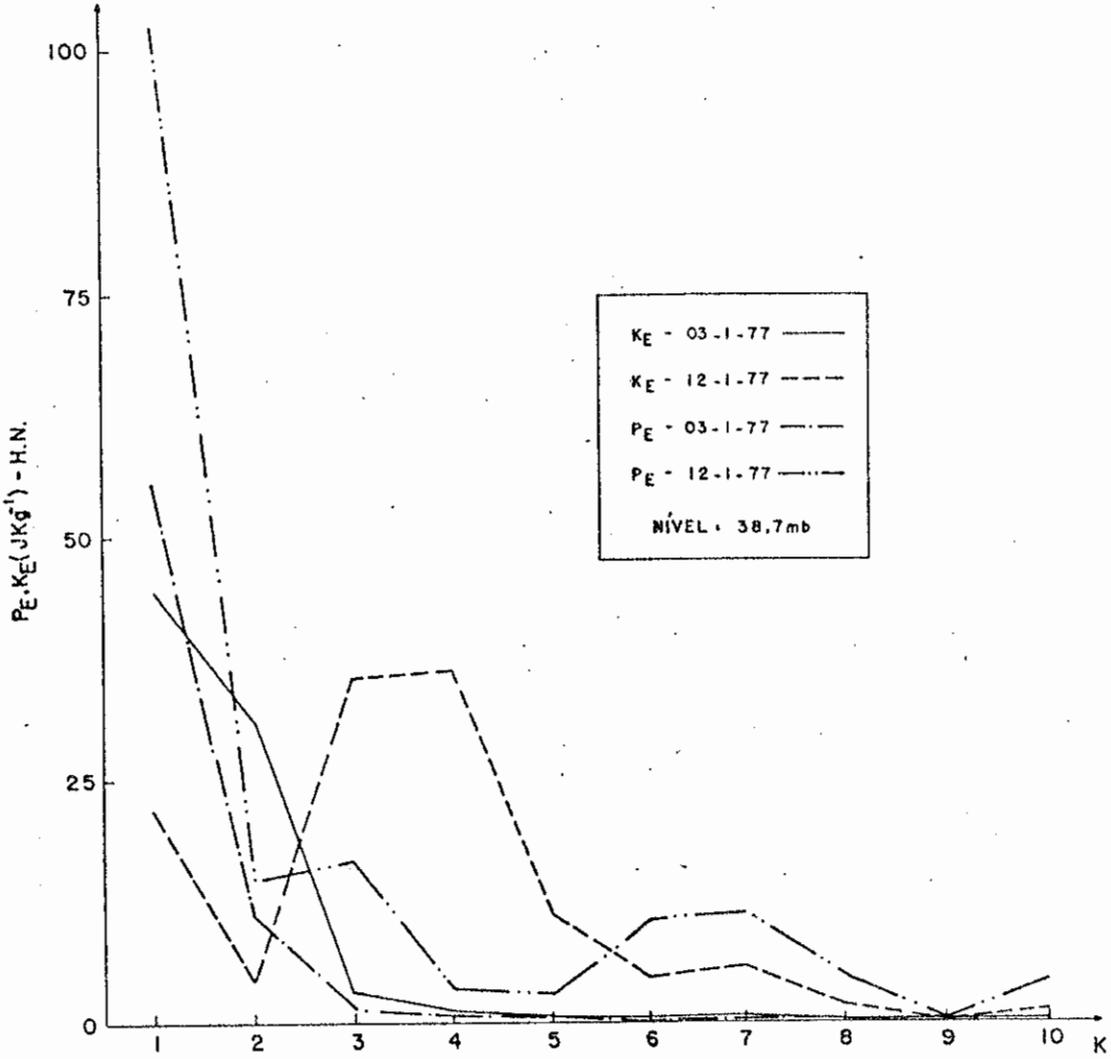
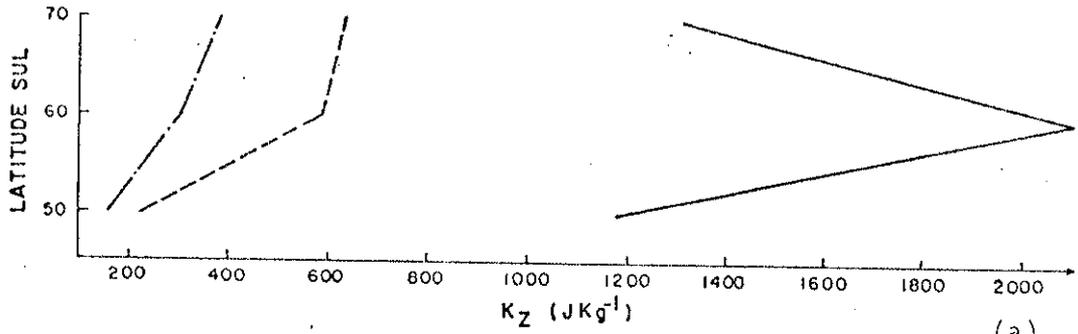
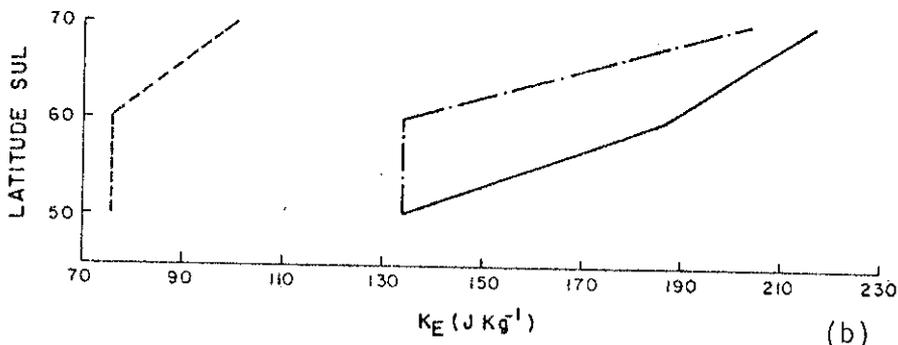


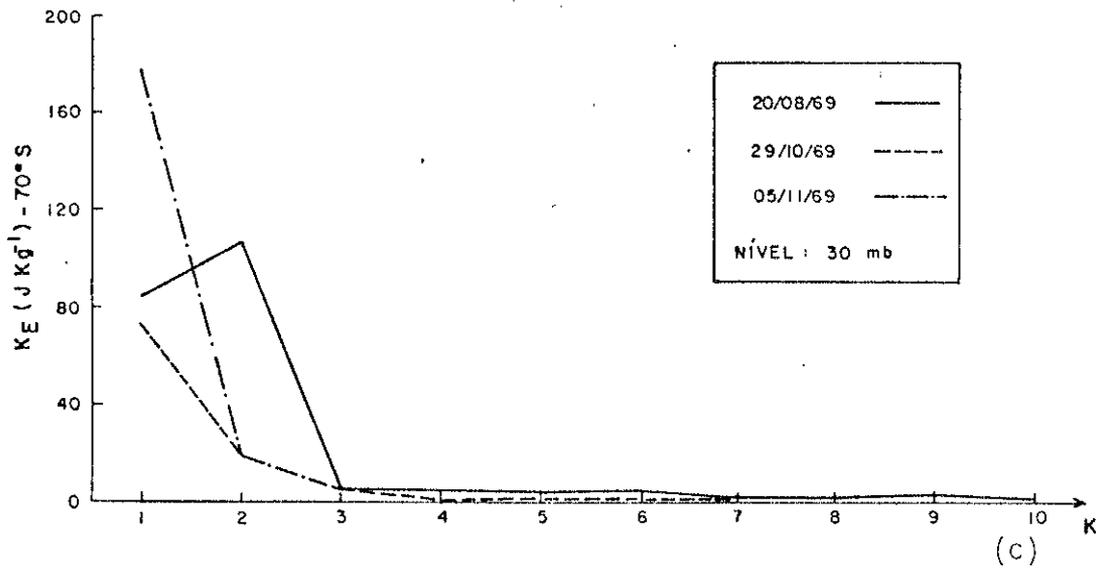
Fig. IV.4 - Distribuição espectral de energia cinética turbulenta e potencial disponível zonal para os períodos antes e depois do aquecimento, em 38,7 mb no Hemisfério Norte.



(a)



(b)



(c)

Fig. IV.5 - Perfil meridional da energia cinética zonal (a) e da turbulenta (b) e distribuição espectral da energia cinética turbulenta (c), no Hemisfério Sul.

CAPÍTULO V

SUMÁRIO E CONCLUSÕES

Os aquecimentos estratosféricos foram estudados nos Hemisférios Norte e Sul. A evolução sinótica do aquecimento maior em janeiro de 1977, no Hemisfério Norte, mostra que as ondas planetárias são as dominantes da circulação nos níveis de 50 e 30 mb, antes do aquecimento ocorrido em 8 de janeiro; enquanto que ondas mais curtas ficaram importantes depois do aquecimento. O aquecimento de 1969, no Hemisfério Sul, é menor e o escoamento é dominado pelas ondas 1 e 2.

A evolução no tempo da temperatura e vento zonais médios mostra a destruição do jato da noite polar no Hemisfério Norte e a associada inversão do gradiente de temperatura. No caso do Hemisfério Sul, o gradiente meridional de temperatura inverte por volta do dia 05 de novembro de 1969, os ventos de oeste diminuem em intensidade mas não há o surgimento de ventos de este.

A análise harmônica zonal do campo de altura geopotencial dá a importância relativa de cada onda, embora os primeiros harmônicos dominem o escoamento. Nota-se o desenvolvimento de ondas curtas ($k = 3$), no caso do Hemisfério Norte, depois do aquecimento. Os cálculos da fase mostram que a onda 1 é progressiva (desloca-se para este) na primeira semana e depois torna-se regressiva. A variação de fase da onda 2 é bastante rápida. No caso do Hemisfério Sul, as ondas 1 e 2, principalmente, dominam o escoamento, pelo menos durante os dias nos quais foi analisado. A falta de dados contínuos impossibilitam acompanhar a evolução das ondas no Hemisfério Sul. As ondas de temperatura mostram, também, características semelhantes ao campo de altura geopotencial.

Analisando o transporte de momentum no Hemisfério Norte, o total (associado aos dez primeiros harmônicos) é para sul. Isto sugere que a quebra do jato de oeste (o aparecimento de ventos de este) é

parcialmente, causada por este transporte. Antes do aquecimento, a onda 2 é a dominante, e depois a onda 1 torna-se a mais importante. Para o Hemisfério Sul, o transporte de momentum é para o pólo, causando o deslocamento do máximo do jato de oeste para latitudes maiores. A onda 2 é dominante e o transporte decresce muito, depois do início do aquecimento final.

O transporte de calor sensível total, no Hemisfério Norte, é para o pólo. O seu máximo ocorre, aproximadamente, junto com a inversão do gradiente de temperatura, porém o máximo de temperatura nas regiões polares se dá quando o transporte de calor já é relativamente pequeno. Para o Hemisfério Sul, o transporte de calor é para o pólo e é o processo mais importante para a inversão do gradiente de temperatura, pois aumenta bastante quando se têm temperaturas relativamente altas nas regiões polares. A dominância no Hemisfério Norte é das ondas 1 e 2 e no Hemisfério Sul primeiramente domina a onda 2 e depois da inversão do gradiente de temperatura, a onda 1 é a mais importante para o transporte de calor.

Quanto ao movimento vertical, parece haver algumas regiões preferidas, como sobre o Canadá e a Sibéria, para a atividade ser maior. As circulações média meridional e oeste-este associadas ao campo de temperatura dão base para a discussão dos processos envolvidos nos ciclos de energia. Antes do aquecimento, tem-se uma circulação média meridional indireta, com ar frio subindo nas regiões polares e ar quente descendo em latitudes médias. Nessa mesma época, na direção oeste-este, há uma circulação direta. Depois do aquecimento, a circulação média meridional continua a mesma, porém o gradiente meridional de temperatura inverte, acarretando em uma circulação direta. Já na direção oeste-este, a correlação entre o movimento vertical e a temperatura diminui, mas ainda permanece a circulação direta.

A análise direta dos campos da divergência horizontal e da componente vertical da vorticidade relativa mostra que, antes do aquecimento, nas regiões onde a atividade é maior, existe uma forte con

vergência que causa a geração de vorticidade ciclônica alguns dias depois. Por outro lado, as regiões de divergência aparecem como fontes de vorticidade anticiclônica.

O aparecimento de ondas curtas depois do aquecimento de 1977, já citado anteriormente, determinado de uma maneira sistemática no cálculo da escala do movimento, e também evidenciado nas análises sinóticas e na distribuição espectral da energia cinética turbulenta, deve ser causado por interações não-lineares ou por algum mecanismo de instabilidade, pois o transporte vertical de energia é feito, essencialmente, pelas ondas planetárias. Como o transporte de momentum é diferente neste aquecimento, isto sugere que talvez a instabilidade barotrópica seja o mecanismo responsável pelo aumento do número de onda dominante. Já, no aquecimento de 69 do Hemisfério Sul, as ondas curtas parecem não ter importância relativa no evento.

Os cálculos das correlações entre a velocidade meridional e a velocidade zonal e a temperatura revelam que o transporte de calor sensível é mais eficiente que o de momentum, em ambos os hemisférios. Além disso, o transporte de calor é, em geral, para os pólos e aumenta sua eficiência antes do aquecimento, atingindo um máximo quando inverte o gradiente meridional de temperatura. O transporte de momentum é ora para sul, ora para norte, em ambos os hemisférios, porém, no aquecimento de 1977 e para as altas latitudes é quase todo para sul, resultando na quebra do jato da noite polar, como já ressaltado.

Os resultados do ciclo de energia, para o aquecimento de 77 no Hemisfério Norte, apresentam aspectos semelhantes aos obtidos anteriormente, com exceção da conversão entre as energias cinéticas zonal e turbulenta, pois o transporte de momentum nesse ano é diferente. Tem-se o grande aumento das energias cinética e potencial com a chegada do aquecimento e a dominância do fluxo de energia da troposfera no ciclo de energia.

Sugere-se para estudos posteriores, uma análise do resfriamento das regiões tropicais (Labitzke, 1977) e também o resfriamento da mesosfera (Labitzke, 1972) associados ao aquecimento da estratosfera polar. Outro estudo de interesse seria a relação entre os aquecimentos estratosféricos e os sistemas de bloqueio, que se formam na troposfera, na fase de pré-aquecimento, como sugere os estudos teóricos de Tung e Lindzen (1979). Por outro lado, seria importante estender o presente estudo, particularmente o cálculo da escala do movimento e da eficiência dos transportes, para outros aquecimentos maiores e menores.

AGRADECIMENTOS

O autor agradece:

- ao Dr. Nelson de Jesus Parada, por tornar possível este trabalho;
- ao Dr. Luiz Gylvan Meira Filho, pelo apoio dado;
- ao Dr. Vladamudi B. Rao, pela valiosa orientação e cooperação;
- aos Drs. Antonio Divino Moura e Luiz Carlos Baldicero Molion, e ao Sr. Chandrakanta M. Dixit, pelas sugestões;
- aos membros da Seção de Desenho do INPE, pelo excelente trabalho;
- à Aparecida dos Santos e Sueli Aparecida de Godoi Guratti pela excelente datilografia e organização do texto;
- a todos os colegas que direta ou indiretamente auxiliaram no desenvolvimento deste trabalho.

BIBLIOGRAFIA

- BARNETT, J.J. Large sudden warming in the southern hemisphere. *Nature*, 255(5505):387-389, Jun., 1975.
- BENGTSSON, L. *4-Dimensional assimilation of meteorological observation*. Geneva, WMO, 1975. (WMO GARP Publications Series, 15).
- BOWMAN, W.A. *The dynamics of the stratosphere during the 1958 warming*. Ph.D. Dissertation in Meteorology. Tallahassee, FL., Florida State University, 1967.
- CHARNEY, J.G.; DRAZIN, P.G. Propagation of planetary scale waves from the lower atmosphere to the upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 66(1):83-109, Jan., 1961.
- CLARK, J.H.E. A quasi-geostrophic model of the winter stratospheric circulation. *Monthly Weather Review*, 98(4):443-461, Apr., 1970.
- . The stability of ultra-long waves on a mid-latitude β -plane. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 104(440):429-445, Apr., 1978.
- CRAIG, R.A.; HERING, W.S. The stratosphere warming of January-February 1957. *Journal of Meteorology*, 16(2):91-107, Apr., 1959.
- CUNNOLD, D.M.; ALYEA, F.N.; PHILLIPS, N.A.; PRINN, R.G. A three-dimensional dynamical-chemical model of atmospheric ozone. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(1):170-194, Jan., 1975.
- DOPPLICK, T.G. The energetics of the lower stratosphere including radiative effects. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 97(412):209-237, Apr., 1971.
- ELIASSEN, A.; PALM, E. On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geofysiske Publikasjoner*, 22(3):1-23, Mar., 1961.
- HADA, K. *Transporte de calor sensível na estratosfera do Hemisfério Sul*. Tese de Mestrado em Ciência Espacial e da Atmosfera. São José dos Campos, INPE, fev., 1975. (INPE-645)

- HARTMANN, D.L. The structure of the stratosphere in the southern hemisphere during late winter 1973 as observed by satellite. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(7):1141-1154, Jul., 1976.
- . Stationary planetary waves in the southern hemisphere. *Journal of Geophysical Research*, 82(10):4930-4934, Oct., 1977.
- HOLTON, J.R. *The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere*. Boston, MA., American Meteorological Society, 1975. (Meteorological Monographs, 15 (37)).
- JULIAN, P.R.; LABITZKE, K. A study of atmospheric energetics during January and February 1963 stratospheric warming. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 22(11):597-610, Nov., 1965.
- LABITZKE, K. The interaction between stratosphere and mesosphere in winter. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29(10):1395-1399, Oct., 1972.
- . Interannual variability of the winter in the northern hemisphere. *Monthly Weather Review*, 105(6):762-770, Jun., 1977.
- . On the different behavior of the zonal harmonic waves 1 and 2 during the winters 1970/71 and 1971/72. *Monthly Weather Review*, 106(12):1704-1713, Dec., 1978.
- ; BARNETT, J. Global time space changes of satellite radiances received from the stratosphere and lower mesosphere. *Journal of Geophysical Research*, 78(1):483-496, Jan., 1973.
- LEOVY, C.B. Simple models of thermally driven mesospheric circulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 21(7):327-341, Jul., 1964.
- ; WEBSTER, P.J. Stratospheric long waves: comparison of thermal structure in the northern and southern hemisphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(8):1624-1638, Aug., 1976.
- LOON, H.van; MADDEN, R.; JENNE, R.L. Oscillations in the winter stratosphere, 1. *Monthly Weather Review*, 103(1):154-162, Jan., 1975.

- ; JENNE, R.L. The zonal harmonic standing waves in the southern hemisphere. *Journal of Geophysical Research*, 77(2):992-1003, Feb., 1972.
- LOWENTHAL, M. Abnormal mid-stratospheric temperatures. *Journal of Meteorology*, 14(10):476, Oct., 1957.
- MADDEN, R. Oscillations in the winter stratosphere, 2. The role of horizontal eddy transport and the interaction of transient waves. *Monthly Weather Review*, 103(6):717-729, Jun., 1975.
- . Further evidence of travelling planetary waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(9):1605-1618, Sep., 1978.
- MANABE, S.; HUNT, B.G. Experiments with a stratospheric general circulations model. I. Radiative and dynamic aspects. *Monthly Weather Review*, 96(4):477-502, Apr., 1968.
- MATSUNO, T. A dynamical model of the stratospheric sudden warming. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(11):1479-1494, Nov., 1971.
- McGUIRK, J.P. Planetary scale forcing of the January 1977 weather. *Science*, 199(4326):293-295, Jan., 1978.
- McINTURFF, R.M. *Stratospheric warmings: synoptic, dynamic and general-circulations aspects*. Washington, D.C., NASA, Jan., 1978. (NASA RP-1017).
- McINTYRE, M.E. Baroclinic instability of an idealized model of the polar night jet. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 98(415):165-174, Jan., 1972.
- MILLER, A.J.; FINGER, F.G.; GELMAN, M.E. *30-mb synoptic analyses for the 1969 southern hemisphere winter derived with the aid of Nimbus III (SIRS) data*. Washington, D.C., NASA, 1970. (NASA TM X-2109).
- MIYAKODA, K.; STRICKLER, R.F.; HEMBREE, G.D. Numerical simulation of the breakdown of a polar-night vortex in the stratosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 27(1):139-154, Jan., 1970.
- MURGATROYD, R.J. The physics and dynamics of the stratosphere and mesosphere. *Reports on Progress in Physics*, 33(9):817-880, Sep., 1970.

- MURRAY, F.W. Dynamic stability of the stratosphere. *Journal of Geophysical Research*, 65(5):3273-3305, May, 1960.
- NAMIAS, J. Seasonal persistence and recurrence of European blocking during 1958-1960. *Tellus*, 16(3):394-407, Mar., 1964.
- O'NEILL, A.; TAYLOR, B.F. A study of the major stratospheric warming of 1976/77. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 105(443):71-92, Apr., 1979.
- OORT, A.H.; RASMUSSEN, E.M. *Atmospheric circulation statistics*. Rockeville, MD., NOAA, 1971. (NOAA Professional Paper 5).
- PERRY, J.S. Long wave energy process in the 1963 sudden stratospheric warming. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 24(9):539-550, Sep., 1967.
- QUIROZ, R.S. The determination of the amplitude and altitude of stratospheric warmings from satellite-measured radiance changes. *Journal of Applied Meteorology*, 10(6):555-574, Jun., 1971.
- . The stratospheric evolution of sudden warmings in 1969-74 determined from measured infrared radiation fields. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(1):211-224, Jan., 1975.
- . The tropospheric-stratospheric polar vortex breakdown of January 1977. *Geophysical Research Letter*, 4(4):151-154, Apr., 1977.
- RAO, V.B.; MURTY, P.S. *On the winter stratospheric warmings in the southern hemisphere*. São José dos Campos, INPE, Aug., 1973. (INPE-385-RI/150).
- REED, R.J.; WOLFE, J.L.; NISHIMOTO, H. A special analysis of the energetics of the stratospheric sudden warming of early 1957. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 20(7):256-275, Jul., 1963.
- SALTZMAN, B. Equations governing the energetics of the larger-scales of atmospheric turbulence in the domain of wavenumbers. *Journal of Meteorology*, 14(12):513-523, Dec., 1957.
- SCHERHAG, R. Stratospheric temperature changes and the associated changes in pressure distribution. *Journal of Meteorology*, 17(12):575-582, Dec., 1960.

- SCHOEBERL, M.R. Stratospheric warmings: observations and theory. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 16(4):521-538, Nov., 1978.
- ; STROBEL, D.F. The zonal averaged circulation of the middle atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(4):577-591, Apr., 1978.
- SRIVATSANGAM, S. A problem in the parametrization of large-scale eddies. *Tellus*, 28(3):193-196, Mar., 1976.
- TAYLOR, B.F.; PERRY, J.D. The major stratospheric warming of 1976-1977. *Nature*, 267(5610):417-418, Jun., 1977.
- TENNEKES, H.; LUMLEY, J.L. *A first course in turbulence*. Massachusetts, MA., Massachusetts Institute of Technology, 1973.
- TEWELES, S. Anomalous warmings of the stratosphere over North-America in early 1957. *Monthly Weather Review*, 86(3):377-396, Mar., 1958.
- ; FINGER, F.G. An abrupt change in stratosphere circulation beginning in mid-January 1958. *Monthly Weather Review*, 86(1):23-28, Jan., 1958.
- TUNG, K.K.; LINDZEN, R.S. A theory of stationary long waves. Part I: A simple theory of blocking. *Monthly Weather Review*, 107(6):714-734, Jun., 1979.
- WACKTER, D. *The structure of atmospheric parameters in wavenumber-space*. M.Sc. Thesis in Atmospheric Science. Fort Collins, CO., Colorado State University, 1976.

APÊNDICE A

MÉDIAS E DESVIOS

Este apêndice tem por objetivo tecer algumas considerações a respeito das notações e dos tipos de médias e desvios que são usados neste trabalho.

A média zonal de uma grandeza f é calculada por:

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

cuja aproximação é:

$$f_0 = \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N f(\lambda_r) \quad (\text{A.2})$$

onde N é o número de valores de f nas longitudes λ_r .

A média meridional de f , entre as latitudes ϕ e ϕ_m , é dada por:

$$\bar{f} = \frac{1}{\text{sen}\phi_m - \text{sen}\phi_1} \int_{\phi_1}^{\phi_m} f \cos\phi d\phi. \quad (\text{A.3})$$

Se se tiver $(m-2)$ valores de f , espaçados $\Delta\phi$, entre as latitudes ϕ_1 e ϕ_m pode-se aproximar (A.3), supondo cada valor de f , válido para cada $\Delta\phi$, centrado no ponto considerado, por:

$$\bar{f} = \frac{\Delta\phi}{\text{sen}(\phi_m + \frac{\Delta\phi}{2}) - \text{sen}(\phi - \frac{\Delta\phi}{2})} \sum_{j=1}^m f_j \cos\phi_j, \quad (\text{A.4})$$

onde f_j é o valor de f na latitude ϕ_j .

A.2

A média de f em relação à pressão entre os níveis P_1 e P_2 é:

$$\bar{f} = \frac{1}{P_2 - P_1} \int_{P_1}^{P_2} f dp . \quad (\text{A.5})$$

Se se tiver dados de apenas dois níveis, usar-se-á a aproximação:

$$\bar{f} = \frac{f_1 + f_2}{2} , \quad (\text{A.6})$$

onde f_1 e f_2 são os valores de f , nos níveis de 1 e 2, respectivamente.

Os desvios serão denotados por:

a) com relação à média zonal:

$$f' = f - f_0 , \quad (\text{A.7})$$

b) com relação à média meridional:

$$f'' = f - \bar{f} , \quad (\text{A.8})$$

c) com relação à média na pressão:

$$f^* = f - \bar{f} . \quad (\text{A.9})$$

APÊNDICE B

ANÁLISE HARMÔNICA

Para a descrição da estrutura da turbulência, além do estudo das correlações, existe como uma alternativa a análise espectral. Matematicamente, uma pode ser obtida da outra (Tennekes e Lumley, 1973); fisicamente, do ponto de vista interpretativo, há conveniência de se usar uma ou outra forma, conforme o caso em pauta, e neste estudo, sabe-se ser o aquecimento originado pela propagação de ondas.

Pode-se obter a correlação (r) em cada longitude (λ) e para uma latitude (ϕ), fixa, entre as quantidades $\chi(\lambda, \phi)$ e $\psi(\lambda, \phi)$, como:

$$r(\chi(\lambda, \phi), \psi(\lambda, \phi)) = r(\lambda, \phi) = \chi'(\lambda, \phi) \psi'(\lambda, \phi), \quad (\text{B.1})$$

ou, então, através de sua transformada de Fourier $F_r(k)$, dada por:

$$F_r(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\lambda k} r(\lambda, \phi) d\lambda, \quad (\text{B.2})$$

que constitui o espectro das flutuações de $\chi(\lambda, \phi)$ e $\psi(\lambda, \phi)$.

Pode-se provar (op.cit.) que os espectros e as correlações formam um par de Fourier, ou seja:

$$r(\lambda, \phi) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda k} F_r(k) dk. \quad (\text{B.3.a})$$

Para se obter a correlação de $\chi(\lambda, \phi)$ e $\psi(\lambda, \phi)$, média para a latitude em questão, basta fazer a seguinte integração:

$$r_0(\phi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} r(\lambda, \phi) d\lambda = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\lambda k} F_r(k) dk \right) d\lambda. \quad (\text{B.3.b})$$

B.2

No caso deste trabalho, trabalha-se com dados de $\chi(\lambda, \phi)$ e $\psi(\lambda, \phi)$ e com números de onda discretos, então utilizar-se-á a análise harmônica como técnica de estudo.

B.1 - PRINCÍPIOS GERAIS

Antes de apresentar as formas espectrais das equações da dinâmica utilizadas neste trabalho, é útil fazer um rápido 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:

$$f(\lambda) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} F_k e^{ik\lambda}, \quad (\text{B.4})$$

onde k é o número de onda, e o coeficiente complexo F_k é dado por:

$$F_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) e^{ik\lambda} d\lambda. \quad (\text{B.5})$$

Pode ser demonstrado que, para $k \neq 0$:

$$F_k = \frac{a_k^f}{2} - i \frac{b_k^f}{2}, \quad (\text{B.6})$$

$$F_{-k} = \frac{a_k^f}{2} + i \frac{b_k^f}{2}; \quad (\text{B.7})$$

e para $k = 0$:

$$F_0 = a_0^f = f_0, \quad (\text{B.8})$$

onde

$$a_k^f = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) \cos k\lambda d\lambda, \quad (\text{B.9})$$

$$b_k^f = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) \operatorname{sen} k\lambda d\lambda, \quad (\text{B.10})$$

e

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda) d\lambda. \quad (\text{B.11})$$

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

$$f(\lambda) = f_0 + \sum_{k=1}^{\infty} (a_k^f \cos k\lambda + b_k^f \operatorname{sen} k\lambda), \quad (\text{B.12})$$

ou, de uma forma mais conveniente para as análises, neste trabalho:

$$f(\lambda) = f_0 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k^f \cos [k(\lambda - \lambda_k^f)], \quad (\text{B.13})$$

onde a amplitude A_k^f é dada por:

$$A_k^f = [(a_k^f)^2 + (b_k^f)^2]^{1/2}, \quad (\text{B.14})$$

ou inversamente:

$$a_k^f = A_k^f \cos k\lambda_k^f, \quad (\text{B.15})$$

e

$$b_k^f = A_k^f \operatorname{sen} k\lambda_k^f; \quad (\text{B.16})$$

e a fase λ_k^f por

$$\lambda_k^f = \frac{1}{k} \tan^{-1} \left(\frac{b_k^f}{a_k^f} \right). \quad (\text{B.17})$$

B.4

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, por isso o Teorema de Parseval será introduzido:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\lambda)g(\lambda)d\lambda &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} G_k F_{-k} = F_0 G_0 + \sum_{k=1}^{\infty} [F_k G_{-k} + F_{-k} G_k] = \\ &= f_0 g_0 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} [a_k^f a_k^g + b_k^f b_k^g] = f_0 g_0 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ A_k^f A_k^g \cos [k(\lambda_k^f - \lambda_k^g)] \right\}. \end{aligned} \quad (B.18)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f^2(\lambda)d\lambda &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} F_k F_{-k} = F_0^2 + \sum_{k=1}^{\infty} [F_k]^2 = \\ &= f_0^2 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} [(a_k^f)^2 + (b_k^f)^2] = f_0^2 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} (A_k^f)^2. \end{aligned} \quad (B.19)$$

B.2 - APLICAÇÃO AOS CAMPOS DE INTERESSE: ALTURA GEOPOTENCIAL, TEMPERATURA E VELOCIDADE DO VENTO

Assumindo que a altura geopotencial $Z(\lambda)$ de um nível de pressão constante é uma 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 (Wackter, 1976), da seguinte forma:

$$Z(\lambda) = Z_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^Z \cos k\lambda + b_k^Z \sin k\lambda), \quad (B.20)$$

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 sērie de Fourier a_k^Z e b_k^Z podem ser determinados dos dados empīricos se $Z(\lambda)$ for conhecido em um conjunto discreto de pontos igualmente espaçados sobre o perīodo fundamental $[0, 2\pi]$, isto ē, N pontos nas longitudes $0, 2\pi/N, 4\pi/N, \dots, 2(N-1)\pi/N$. A abscissa (λ_j) varia de 0 a $2(N-1)\pi/N$ e pode-se expressā-la como:

$$\lambda_j = 2(j-1) \frac{\pi}{N}, \quad (j = 1, \dots, N). \quad (\text{B.21})$$

E, assim, pode-se obter os coeficientes de Fourier, atravēs das equaçōes B.9 a B.11:

$$a_k^Z = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N Z(\lambda_j) \cos k\lambda_j, \quad (\text{B.22})$$

$$b_k^Z = \frac{2}{N} \sum_{j=1}^N Z(\lambda_j) \sen k\lambda_j, \quad (\text{B.23})$$

e

$$Z_0 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N Z(\lambda_j). \quad (\text{B.24})$$

Porē, como jā citado, ē mais conveniente expressar B.20 na forma da equaçāo B.13:

$$Z(\lambda) = Z_0 + \sum_{k=1}^n A_k^Z \cos [k(\lambda - \lambda_k^Z)]. \quad (\text{B.25})$$

Desde que Z_0 ē a mēdia zonal de $Z(\lambda)$, A_k^Z ē a contribuiçāo espectral para o campo de altura com comprimento de onda

$$L_k = \frac{2\pi E \cos\phi}{k}, \quad (\text{B.26})$$

(E = raio da Terra) com uma distribuição correspondente para o ângulo de fase.

Levando-se em conta B.25, para o k -ésimo harmônico, ter-se-ão cristas (ou altas) para

$$\cos [k(\lambda_A^Z - \lambda_k^Z)] = 1 ,$$

ou

$$\lambda_A^Z = \lambda_k^Z + 2m \frac{\pi}{k} , \quad (m = 0, 1, \dots, k-1) \quad (\text{B.27})$$

e cavados (ou baixas) para

$$\cos [k(\lambda_B^Z - \lambda_k^Z)] = -1 ,$$

ou

$$\lambda_B^Z = \lambda_A^Z + \frac{\pi}{2} . \quad (\text{B.28})$$

A primeira crista (cavado) para este do meridiano de Greenwich será, então, o primeiro valor positivo de λ_A (λ_B), se o primeiro ponto considerado for sobre o primeiro meridiano, e se se tomar a partir daí o sentido oeste-este, isto é, a fase é a longitude da primeira crista ($m = 0$).

Para a temperatura (T) e a velocidade vertical no sistema $(\lambda, \phi, p, t) - (\omega)$, pode-se fazer uma análise análoga e obter expressões semelhantes:

$$T(\lambda) = T_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^T \cos k\lambda + b_k^T \sin k\lambda) = T_0 + \sum_{k=1}^n A_k^T \cos [k(\lambda - \lambda_k^T)] , \quad (\text{B.29})$$

e

$$\omega(\lambda) = \omega_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^\omega \cos k\lambda + b_k^\omega \sin k\lambda) = \omega_0 + \sum_{k=1}^n A_k^\omega \cos [k(\lambda - \lambda_k^\omega)] . \quad (\text{B.30})$$

B.7

A velocidade vertical foi determinada conforme a equação III.8 e, então, expandida em série de Fourier de acordo com B.30 para sua utilização nas equações do ciclo de energia e dos fluxos verticais.

Como o interesse é a baixa estratosfera em latitudes médias e altas, utiliza-se a aproximação geostrofica para o vento horizontal no domínio do espectro. Em coordenadas esféricas, pode-se escrever:

$$u = \frac{-g}{f_c E} \frac{\partial Z}{\partial \phi} \quad \text{e} \quad v = \frac{g}{f_c E \cos \phi} \frac{\lambda Z}{\partial \lambda} \quad (\text{B.31})$$

onde $f_c = F \sin \phi$ é o parâmetro de Coriolis ($F = 2\Omega$, Ω é a velocidade angular da Terra).

Pode-se, então, usando B.25 e B.31, decompor u e v em séries de Fourier, ao longo de um círculo de latitude. Então, se se fizer para a componente zonal do vento u :

$$u(\lambda) = u_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^u \cos k\lambda + b_k^u \sin k\lambda), \quad (\text{B.32})$$

ter-se-á que:

$$u_0 = - \frac{g}{f_c E} \frac{\partial Z_0}{\partial \phi}, \quad (\text{B.33})$$

$$a_k^u = - \frac{g}{f_c E} \frac{\partial a_k^Z}{\partial \phi} \quad (\text{B.34})$$

e

$$b_k^u = - \frac{g}{f_c E} \frac{\partial b_k^Z}{\partial \phi}. \quad (\text{B.35})$$

Usando B.15 e B.16 em B.34 e B.35, encontra-se:

$$a_k^u = \frac{-g}{f_c E} \frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^Z \cos k \lambda_k^Z) ,$$

e

$$b_k^u = \frac{-g}{f_c E} \frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^Z \sen k \lambda_k^Z) . \quad (\text{B.36})$$

E por analogia a B.13 segue-se

$$u(\lambda) = u_0 + \sum_{k=1}^n A_k^u \cos [k(\lambda - \lambda_k^u)] , \quad (\text{B.37})$$

onde

$$A_k^u = \frac{g}{f_c E} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^Z \cos k \lambda_k^Z) \right]^2 + \left[\frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^Z \sen k \lambda_k^Z) \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{B.38})$$

e

$$\lambda_k^u = \frac{1}{k} \tan^{-1} \left[\frac{\frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^Z \sen k \lambda_k^Z)}{\frac{\partial}{\partial \phi} (A_k^Z \cos k \lambda_k^Z)} \right] . \quad (\text{B.39})$$

Similarmente, para a componente meridional do vento v:

$$v(\lambda) = v_0 + \sum_{k=1}^n (a_k^v \cos k \lambda + b_k^v \sen k \lambda) , \quad (\text{B.40})$$

e como Z_0 é constante para cada latitude, tem-se:

$$v_0 = 0 , \quad (\text{B.41})$$

$$a_k^v = \frac{g k b_k^Z}{f_c E \cos \phi} , \quad (\text{B.42})$$

e

$$b_k^v = \frac{-gk b_k^Z}{f_c E \cos \phi} ; \quad (\text{B.43})$$

e usando B.15 e B.16

$$a_k^v = \frac{gk A_k^Z \text{sen} k \lambda_k^Z}{f_c E \cos \phi} , \quad (\text{B.44})$$

e

$$b_k^v = - \frac{gk A_k^Z \text{cos} k \lambda_k^Z}{f_c E \cos \phi} \quad (\text{B.45})$$

E fazendo, por analogia a B.13

$$b(\lambda) = \sum_{k=1}^n A_k^v \cos [k(\lambda - \lambda_k^v)] , \quad (\text{B.46})$$

obtem-se:

$$A_k^v = \frac{gk A_k^Z}{f_c E \cos \phi} , \quad (\text{B.47})$$

e

$$\lambda_k^v = \frac{1}{k} \tan^{-1} \left[\frac{-\text{cos} k \lambda_k^Z}{\text{sen} k \lambda_k^Z} \right] . \quad (\text{B.48})$$

Logo, a amplitude e a fase do vento zonal dependem da variação meridional da amplitude e da fase da altura geopotencial, enquanto que a amplitude do vento meridional depende, apenas, da amplitude da altura geopotencial, e a fase de v depende, apenas, da fase de Z . A velocidade zonal média depende, apenas, da variação com a latitude da altura média do nível de pressão. É bom ressaltar que as expressões para o vento meridional são analíticas e as para o zonal envolvem derivadas na direção meridional.

APÊNDICE C

FLUXOS HORIZONTAIS E VERTICAIS E EQUAÇÕES PARA O CICLO DE ENERGIA

C.1 - FLUXOS HORIZONTAIS DE MOMENTUM E DE CALOR SENSÍVEL

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

$$\tau = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v u d\lambda = \sum_{k=1}^n \tau_k \quad (C.1)$$

Usando-se as equações B.32 e B.40 e o teorema de Parseval, obtêm-se:

$$\tau = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (a_k^v a_k^u + b_k^v b_k^u) . \quad (C.2)$$

Fazendo-se uso das equações B.34, B.35, B.42 e B.43 e da definição da derivada da função arco-tangente, pode-se determinar τ_k :

$$\tau_k = \frac{1}{2\cos\phi} \left(\frac{gkA_k^Z}{f_c E} \right)^2 \frac{\partial \lambda_k^Z}{\partial \phi} , \quad (C.3)$$

ou

$$\tau_k = \frac{\cos\phi}{2} (A_k^v)^2 \frac{\partial \lambda_k^Z}{\partial \phi} \quad (C.4)$$

O fluxo de momentum, no nível considerado e para cada número de onda, depende do quadrado da amplitude da velocidade meridional, já que o transporte é feito pela componente v do vento. O sinal do fluxo depende da inclinação da crista ou cavado com a latitude ($\partial \lambda_k^Z / \partial \phi$); então, pode-se ter um fluxo de momentum relativo de oeste para o pólo, sem um saldo de fluxo de massa no nível considerado; para tanto, basta uma inclinação SO-NE, no Hemisfério Norte ($\partial \lambda_k^Z / \partial \phi > 0$), e NO-SE, no Hemisfério Sul ($\partial \lambda_k^Z / \partial \phi < 0$).

C.2

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

$$S = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v T d\lambda = \sum_{k=1}^n S_k . \quad (C.5)$$

E, analogamente ao cálculo do fluxo de momentum:

$$S = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n (a_k^v a_k^T + b_k^v b_k^T) . \quad (C.6)$$

Das definições dos coeficientes que aparecem na equação C.6, tem-se:

$$S_k = \frac{A_k^v A_k^T}{2} \cos [k(\lambda_k^v - \lambda_k^T)] ; \quad (C.7)$$

Ou, usando as equações B.42 e B.43, tem-se:

$$S_k = \left(\frac{gkA_k^Z}{f_c E \cos \phi} \right) \frac{A_k^T}{2} \text{sen} [k(\lambda_k^Z - \lambda_k^T)] , \quad (C.8)$$

ou

$$S_k = \frac{A_k^v A_k^T}{2} \text{sen} [k(\lambda_k^Z - \lambda_k^T)] . \quad (C.9)$$

O fluxo meridional de calor sensível, no nível considerado e para cada número de onda, depende do produto das amplitudes do vento meridional e da temperatura, desde que o transporte de calor é feito pela componente v do vento. Há uma dependência na diferença de fase entre o geopotencial e a temperatura, ou seja, se o geopotencial e a temperatura estiverem em fase, não há transporte de calor sensível, pois v estaria fora de fase com T , e pela equação C.7 $S_k = 0$. Por outro lado, quando v está em fase com T , o geopotencial estaria fora de fase com T e o transporte seria máximo, para amplitudes de v e T fixas.

C.2 - FLUXOS VERTICAIS E EXPRESSÕES PARA AS GRANDEZAS DO CICLO DE ENERGIA

Com base nos Apêndices A e B e no Teorema de Parseval, pode-se definir os seguintes fluxos verticais, para uma dada latitude:

a) Fluxo vertical de momentum:

$$M = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega u d\lambda = \omega_0 u_0 + \sum_{k=1}^n M_k, \quad (C.10)$$

onde

$$M_k = \frac{A_k^\omega A_k^u}{2} \cos [k(\lambda_k^\omega - \lambda_k^u)]. \quad (C.11)$$

b) Fluxo vertical de calor:

$$B = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega T d\lambda = \omega_0 T_0 + \sum_{k=1}^n B_k, \quad (C.12)$$

onde

$$B_k = \frac{A_k^\omega A_k^T}{2} \cos [k(\lambda_k^\omega - \lambda_k^T)]. \quad (C.13)$$

c) Fluxo vertical de energia:

$$H = \frac{g}{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega Z d\lambda = g\omega_0 Z_0 + \sum_{k=1}^n H_k, \quad (C.14)$$

onde

$$H_k = g \frac{A_k^\omega A_k^Z}{2} \cos [k(\lambda_k^\omega - \lambda_k^Z)]. \quad (C.15)$$

C.4

As expressões para as grandezas que aparecem nas equações de Saltzman (1957) para o ciclo de energia, apresentadas no Capítulo IV, que são médias por unidade de massa, são dadas por:

a) Energia cinética turbulenta:

$$K_E = \overline{\sum_{k=1}^n e_k}, \text{ onde } e_k = \frac{(A_k^u)^2 + (A_k^v)^2}{4} \quad (\text{C.16})$$

b) Energia cinética do fluxo zonal médio

$$H_Z = \overline{K_0}, \text{ onde } K_0 = \frac{u^2}{2}; \quad (\text{C.17})$$

c) Energia potencial disponível turbulenta:

$$P_E = \overline{\sum_{k=1}^n P_k}, \text{ onde } P_k = \frac{1}{\sigma_0} \left(\frac{R A_k^T}{2P} \right)^2; \quad (\text{C.18})$$

d) Energia potencial disponível zonal:

$$P_Z = \overline{P_0}, \text{ onde } P_0 = \frac{1}{2\sigma_0} \left(\frac{RT_0''}{P} \right)^2; \quad (\text{C.19})$$

e) Conversão de energia cinética turbulenta em zonal:

$$C_K = (K_E, K_Z) = \overline{\sum_{k=1}^n C_{1k}}, \text{ onde } C_{1k} = \tau_k \frac{\cos\phi}{E} \frac{\partial}{\partial\phi} \left(\frac{u_0}{\cos\phi} \right) + M_k \frac{R}{Pf_C E} \frac{\partial T_0}{\partial\phi}; \quad (\text{C.20})$$

f) Conversão de energia potencial turbulenta disponível em cinética turbulenta:

$$C_E = (P_E, K_E) = - \overline{\sum_{k=1}^n C_{2k}} , \text{ onde } C_{2k} = \frac{R}{P} B_k ; \quad (C.21)$$

g) Conversão de energia cinética zonal em potencial disponível zonal

$$C_Z = (K_Z, P_Z) = - \overline{C_3} , \text{ onde } C_3 = \frac{R}{P} \omega_0'' T_0'' ; \quad (C.22)$$

h) Conversão de energia potencial disponível zonal em turbulenta:

$$C_A = (P_Z, P_E) = - \overline{\sum_{k=1}^n C_{4k}} , \text{ onde } C_{4k} = \frac{R^2}{P^2 \sigma_0 E} \frac{\partial T_0}{\partial \phi} S_k ; \quad (C.23)$$

i) Fluxo turbulento de energia através da superfície de pressão P_b :

$$\tau_E = - \overline{\sum_{k=1}^n C_{5k}} , \text{ onde } C_{5k} = \frac{H_k}{P_b} ; \quad (C.24)$$

j) Fluxo zonal de energia através da superfície de pressão P_b :

$$\tau_Z = - \overline{C_6} , \text{ onde } C_6 = \frac{g \omega_0'' Z_0''}{P_b} . \quad (C.25)$$

APÊNDICE D

DIFERENCIAÇÃO E INTEGRAÇÃO NUMÉRICA

Este apêndice tem por objetivo esclarecer os detalhes de cálculo usados neste trabalho.

Em primeiro lugar, destacar-se-ã a grade utilizada, ou seja, os pontos onde foram interpolados os dados nas cartas sinóticas. Para o Hemisfério Norte foram interpolados os campos de altura geopotencial e temperatura nas latitudes de 30°N a 80°N e nas longitudes, a partir de Greenwich e no sentido oeste-este, de 10 em 10 graus. Para o Hemisfério Sul, o procedimento foi o mesmo, com exceção da latitude de 30°S , isto é, interpolou-se de 40°S a 80°S .

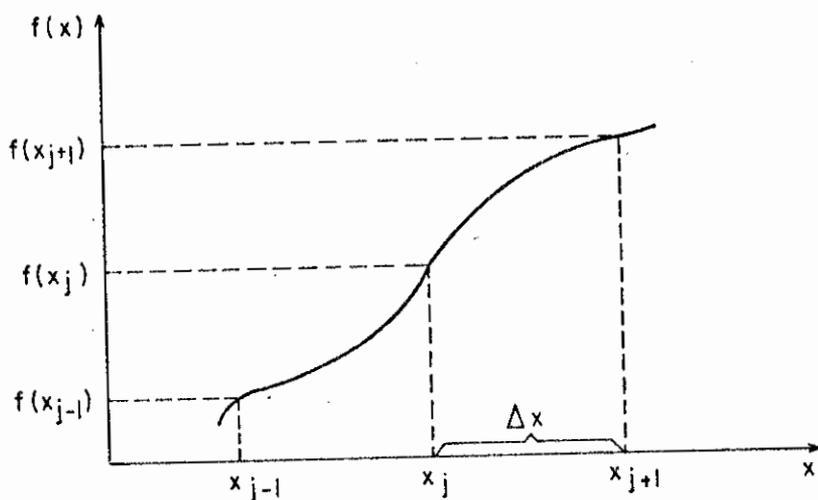


Fig. D.1 - Esquema para diferenciação finita centrada.

A diferenciação foi calculada usando diferenças finitas centradas (Figura D.1), isto é, para a derivada primeira:

$$\left[\frac{d}{dx} f(x) \right]_{x_j} = \frac{f(x_{j+1}) - f(x_{j-1})}{2\Delta x}, \quad (D.1)$$

e para a derivada segunda:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} f(x) \right]_{x_j} = \frac{f(x_{j+1}) + f(x_{j-1}) - 2f(x_j)}{(\Delta x)^2}. \quad (D.2)$$

Para as derivadas no tempo ($x=t$), usou-se $\Delta t=1$ dia, ou seja, com valores, por exemplo, do dia 4 e 2 de janeiro de 1977 obteve-se a derivada do dia 3 de janeiro de 1977.

Para as derivadas em ϕ e λ , usou-se $\Delta\phi = \Delta\lambda = 10^\circ = \pi/18$ radianos, isto é, para se ter a derivada em 50° de latitude, por exemplo, utilizou-se os valores do campo em questão, em 40° e 60° .

Para as derivadas na pressão ($x = \ln p$), tanto na primeira como na segunda, usou-se $\Delta x = \ln(P_1/P_2) = 0.5 \ln(P_1/P_3) = 0.5 \ln(5/3)$, onde $P_1 = 50$ mb, $P_2 = (P_1 P_3)^{1/2} = 38,7$ mb e $P_3 = 30$ mb.

Na obtenção da equação III.4, a partir da equação III.3, foi usada a seguinte aproximação:

$$I = \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = f_m(x)(x_2 - x_1) = \frac{[f(x_2) + f(x_1)]}{2} [x_2 - x_1], \quad (D.3)$$

onde $f_m(x)$ é o valor médio de $f(x)$, no intervalo de integração. Como $x = \ln p$ e $P_2 = (P_1 P_3)^{1/2}$, facilmente chegou-se ao resultado obtido na equação III.4 (como mostrado a seguir), supondo-se ser T uma função linear de $\ln p$.

Integrando-se III.3 entre os níveis 1 e 2, vem:

$$Z_2 - Z_1 = \frac{-R}{g} \left(\frac{T_1 + T_2}{2} \right) \ln \frac{P_2}{P_1}, \quad (D.4)$$

e entre os níveis 2 e 3:

$$Z_3 - Z_2 = \frac{-R}{g} \left(\frac{T_2 + T_3}{2} \right) \ln \frac{P_3}{P_2}. \quad (D.5)$$

Subtraindo D.5 de D.4 obtêm-se:

$$2Z_2 - (Z_1 + Z_3) = -\frac{R}{2g} \left[(T_1 + T_2) \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right) - (T_2 + T_3) \ln \left(\frac{P_3}{P_2} \right) \right].$$

E, finalmente, com $P_2 = (P_1 P_3)^{1/2}$, tem-se:

$$Z_2 = \frac{(Z_1 + Z_3)}{2} + \frac{R}{4g} \left[(T_1 + T_2) \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) - (T_2 + T_3) \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \right]$$

ou

$$Z_2 = \frac{(Z_1 + Z_3)}{2} + \frac{R}{4g} (T_1 - T_3) \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right)$$

E como $\ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{P_1}{P_2} \right)$, segue-se:

$$Z_2 = \frac{(Z_1 + Z_3)}{2} + \frac{R}{8g} (T_1 - T_3) \ln \left(\frac{P_1}{P_3} \right). \quad (D.6)$$

Deve-se ressaltar, ainda, que a obtenção das equações C.24 e C.25 foi da seguinte forma:

como

$$C_{5k} = \frac{H}{\partial P} \text{ e } C_6 = g \left(-\frac{\partial \omega_0'' Z_0''}{\partial P} \right) \quad (D.7)$$

D.4

aproximou-se essas derivadas em P, com base na equação D.1:

$$C_{5k} = \frac{(Hk)_T - (Hk)_b}{P_T - P_b} \quad \text{e} \quad C_6 = g \frac{[(\omega_0'' Z_0'')_T - (\omega_0'' Z_0'')_b]}{P_T - P_b}, \quad (D.8)$$

onde o subscrito b é para base (neste caso o nível de 38,7 mb) e T é para topo da estratosfera.

Mas $P_b \gg P_T$, então $P_T - P_b \sim P_b$ e os fluxos no topo são considerados desprezíveis. Logo, fica-se finalmente com:

$$C_{5k} = \frac{Hk}{P_b} \quad \text{e} \quad C_6 = g \frac{\omega_0'' Z_0''}{P_b}, \quad (D.9)$$

para os fluxos verticais de energia através do nível P_b .

Com referência à estabilidade estática média zonal e meridional $\bar{\sigma}_0$, que aparece nas equações do ciclo de energia (Apêndice C), foi determinada, calculando-se σ para os pontos de grade, usando-se a equação III.6; depois, fez-se a média zonal e, então, a média meridional. Para isto utilizou-se os dados de 30 e 50 mb para os dias de 10 a 19 de janeiro de 1979, Hemisfério Norte. A seguir foi feita uma média dos valores diários médios e obteve-se:

$$\bar{\sigma}_0 = 12.01 \text{ m}^2 \text{ seg}^{-2} \text{ mb}^{-2}. \quad (D.10)$$