



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE – 5536 – TDI / 524

ESTUDO TEÓRICO DOS MODOS DE GREEN

José Antonio Aravéquia

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada pelos Drs. Vladlamudi
Brahamananda Rao e José Paulo Bonatti, aprovada em Junho de 1993.

INPE
São José dos Campos
1993

551.515.1

ARAVÉQUIA, J.A.

Estudo teórico dos modos de GREEN / J.A.
Aravéquia. -- São José dos Campos : INPE,
1993.

92p. - (INPE-5536-TDI/524)

1. Calor latente. 2. meteorologia dinâ-
mica. 3. atmosfera baroclínica. I. Título.

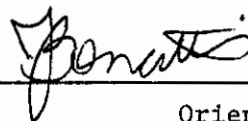
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do título de Mestre
em Meteorologia

Dr. Vadlamudi Brahmananda Rao



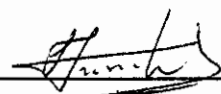
Orientador/Presidente

Dr. José Paulo Bonatti



Orientador

Dr. Sérgio Henrique Franchito



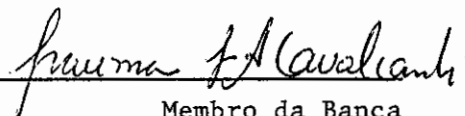
Membro da Banca

Dr. Manoel Alonso Gan



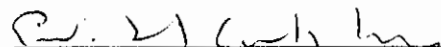
Membro da Banca

Dra. Iracema Fonseca Albuquerque Cavalcanti



Membro da Banca

Dr. Ernesto dos Santos Caetano Neto



Membro da Banca

- Convidado -

Candidato: José Antonio Aravêquia

São José dos Campos, 08 de junho de 1993

Aos meus pais,
Sebastião e Maria Rosa,
com gratidão.

AGRADECIMENTOS

Aos Drs. Vadlamudi B. Rao e José Paulo Bonatti pela valiosa orientação e interesse que dedicaram durante esse trabalho.

À banca examinadora pelas discussões e sugestões.

Aos amigos companheiros do curso de Meteorologia pelas discussões e colaborações.

Aos amigos alunos do INPE pela amizade e companheirismo.

À Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior (CAPES) pela concessão de Bolsa de Estudos.

E à todos que direta ou indiretamente contribuíram para a elaboração desse trabalho.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS.....	xv
LISTA DE TABELAS	xix
LISTA DE SÍMBOLOS	xxi
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - FORMULAÇÃO</u>	9
2.1 - 0 modelo	9
2.2 - Energética	20
<u>CAPÍTULO 3 - RESULTADOS</u>	25
3.1 - Perfís veticais associados aos efeitos dissipativos	25
3.2 - Cisalhamento linear do vento zonal e TVVT constante	28
3.2.1 - Influência do aquecimento sobre os modos instáveis	28
3.2.2 - Influência dos efeitos dissipativos sobre as taxas de crescimento	33
3.2.3 - Estrutura dos modos instáveis	37
3.3 - Aplicação do modelo a região monsonica da Índia	51
3.4 - Distribuição vertical dos termos de conversão de energia ...	65
<u>CAPÍTULO 4 - COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES</u>	73
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	77

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Extensão da grade vertical de Phillips (1954) para J camadas e distribuição das variáveis	16
2.2 - Esquema dos processos de conversão de energia para uma perturbação baroclínica em desenvolvimento	23
3.1 - Perfil vertical da fricção cúmulus como Kb(a) e como Kd(b), do atrito (c) e do resfriamento newtoniano (d)	26
3.2 - Diagrama de instabilidade para cisalhamento linear, TVVT constante (-6 K/km) e sem aquecimento cúmulus	28
3.3 - Perfil vertical de aquecimento com único máximo (a) e com dois máximos (b)	29
3.4 - Diagramas de instabilidade para aquecimento com duplo máximo, TVVT constante (-6 K/km) e cisalhamento linear, com(a) $\epsilon=0.2$ K/hPa, (b) $\epsilon=0.6$ K/hPa, (c) $\epsilon=0.7$ K/hPa e (d) $\epsilon=0.8$ K/hPa	31
3.5 - Diagramas de instabilidade para aquecimento com único máximo, TVVT constante (-6 K/km) e cisalhamento linear, com (a) $\epsilon=0.2$ K/hPa, (b) $\epsilon=0.6$ K/hPa, (c) $\epsilon=0.7$ K/hPa e (d) $\epsilon=0.8$ K/hPa	32
3.6 - Diagramas de instabilidade para aquecimento com único máximo, $\epsilon=0.4$ K/hPa, TVVT constante (-6 K/km) e cisalhamento linear. (a) sem efeitos dissipativos, (b) com fricção cúmulus, (c) com atrito e resfriamento newtoniano e (d) com fricção cúmulus, atrito e resfriamento newtoniano	34
3.7 - Diagramas de instabilidade para aquecimento com duplo máximo, $\epsilon=0.4$ K/hPa, TVVT constante (-6 K/km) e cisalhamento linear. (a) sem efeitos dissipativos, (b) com fricção cúmulus, (c) com atrito e resfriamento newtoniano e (d) com fricção cúmulus, atrito e resfriamento newtoniano	35
3.8 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} para o modo de comprimento de onda de 1112 km (a), de 4250 km (b) e de 9900 km (c) para o caso sem aquecimento	38
3.9 - Estrutura da função de corrente em m^2s^{-1} para um modo com 2050 km e cisalhamento de $-4 ms^{-1}/100 hPa$ (a), para um modo com 1975 km e cisalhamento de $4 ms^{-1}/100 hPa$ (b) e para um modo com 5625 km e cisalhamento de $-4 ms^{-1}/100 hPa$ (c), para aquecimento de 0.4 K/hPa com dois máximo de mesma intensidade	41

3.10 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} do modo mais instável para o caso (a) com fricção cúmulus, cisalhamento de $4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=3600$ km, (b) com fricção cúmulus, cisalhamento de $-4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=4925$ km, (c) com atrito, resfriamento newtoniano, cisalhamento de $4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=3775$ km, (d) com atrito, resfriamento newtoniano, cisalhamento de $-4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=5150$ km, (e) com todos os efeitos dissipativos, cisalhamento de $4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=3625$ km e (f) com todos os efeitos dissipativos, cisalhamento de $-4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=4875$ km para aquecimento com único máximo	43
3.11 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} do modo mais instável para o caso (a) com fricção cúmulus, cisalhamento de $4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=1875$ km, (b) com fricção cúmulus, cisalhamento de $-4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=1975$ km, (c) com atrito, resfriamento newtoniano, cisalhamento de $4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=1700$ km, (d) com atrito, resfriamento newtoniano, cisalhamento de $-4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=5125$ km, (e) com todos os efeitos dissipativos, cisalhamento de $4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=1600$ km e (f) com todos os efeitos dissipativos, cisalhamento de $-4 ms^{-1}/100hPa$ e $L=4950$ km para aquecimento com duplo máximo...	47
3.12 - (a) Perfil vertical de escoamento zonal e (b) de temperatura da região monsonica da Índia	52
3.13 - Taxa de crescimento em função do comprimento de onda para aquecimento e dissipação nulos	53
3.14 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} para a onda mais instável do caso sem aquecimento e sem efeitos dissipativos	54
3.15 - Perfil vertical do aquecimento utilizado com $\epsilon=0.8$ K/hPa (a) e com $\epsilon=1.6$ K/hPa (b)	55
3.16 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} (a), desvio de temperatura em K (b) e velocidade vertical em hPa/s (c) para o modo do experimento 8	59
3.17 - Taxa de crescimento em função do comprimento de onda para o experimento 8	61
3.18 - Taxa de crescimento em função do comprimento de onda para o experimento 5	62
3.19 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} (a), desvio de temperatura em K (b) e velocidade vertical em hPa/s (c) para o modo do experimento 5	63
3.20 - Distribuição vertical dos termos de conversão de energia em m^2s^{-3} para cisalhamento linear de $4 ms^{-1}/100$ hPa e TVVT constante ($-6^{\circ}C/km$) para o modo com comprimento de onda de 1112 km (a), 4250 km (b) e 9900 km (c)	66

3.21 - Distribuição vertical dos termos de conversão de energia em m^2s^{-3} para o modo do experimento 9 com comprimento de onda de 2450 km (a), para a onda do experimento 8 com $L=1950$ km (b) e para a onda do experimento 5 com $L=4500$ km (c) e (d).. 69

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 - Escalas teóricas para os modos instáveis encontrados com perfís da região monsonica da Índia	56
3.2 - Características energéticas teóricas para os modos instáveis encontrados para perfís da região monsonica da Índia os valores de E_c e E_p são percentuais da energia total em m^2s^{-2} e os termos $C(\bar{P}, E_p)$, $C(E_p, E_c)$, G , $D\eta_c$, $D\eta$ E DKb têm unidade $10^{-6}m^2s^{-3}$	57

LISTA DE SÍMBOLOS

c	-	velocidade de fase (ms^{-1})
c_p	-	calor específico à pressão constante do ar seco ($\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{K}^{-1}$)
c_I	-	parte complexa da velocidade de fase (ms^{-1})
c_R	-	velocidade de propagação da onda (ms^{-1})
D	-	meia largura do canal (m)
DK_b	-	dissipação de energia pela fricção cúmulus (m^2s^{-2})
$D\eta$	-	dissipação de energia pelo resfriamento (m^2s^{-2})
$D\eta_c$	-	dissipação de energia pelo atrito (m^2s^{-2})
E_c	-	energia cinética da perturbação (m^2s^{-2})
E_p	-	energia potencial disponível da perturbação (m^2s^{-2})
f_0	-	parâmetro de Coriolis (s^{-1})
G	-	geração de energia potencial disponível da perturbação por aquecimento diabático (m^2s^{-3})
h, H	-	estrutura vertical da fonte de calor
$i = \sqrt{-1}$	-	número complexo
J	-	número de camadas do modelo discreto
k	-	número de onda zonal (m^{-1})
$K_b = gM_c$	-	variável auxiliar associada ao fluxo de massa na nuvem ($\text{Nm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
$K_d = g \frac{dM_c}{dp}$	-	variável auxiliar associada a variação com a pressão do fluxo de massa na nuvem (s^{-1})
L	-	comprimento de onda (m)
$\ell = \pi/D$	-	número de onda meridional
M_c	-	fluxo vertical de massa na nuvem ($\text{Kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
M_{c0}	-	fluxo vertical de massa no nível do modelo mais próximo a base da nuvem ($\text{Kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
p	-	pressão (mb)
p_b	-	pressão à base da nuvem (mb)
p_s	-	pressão à superfície (mb)
p_T	-	pressão do topo da atmosfera do modelo (mb)
p_*	-	pressão do topo do aquecimento (mb)
$\bar{P}$	-	energia potencial disponível do estado básico (m^2s^{-2})
$\dot{Q}$	-	taxa de aquecimento diabático (m^2s^{-3})
R	-	constante do gás para o ar seco ($\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{K}^{-1}$)

$\text{Re}\{ \}$	-	parte real da variável
t	-	tempo (s)
T	-	temperatura absoluta (K)
U	-	vento zonal do estado básico, função só da vertical (ms^{-1})
$\vec{V}_g$	-	velocidade geostrófica (ms^{-1})
x	-	distância zonal (m)
y	-	distância meridional (m)
$W = \omega/ik$	-	variável auxiliar para a velocidade vertical (mb ms^{-1})
α	-	constante que estipula o nível de máximo aquecimento
β	-	parâmetro de Rossby ($\text{m}^{-1}\text{s}^{-1}$)
ϵ	-	parâmetro arbitrário relacionado com a intensidade da fonte de calor latente (K mb^{-1})
η	-	coeficiente de resfriamento newtoniano (s^{-1})
η_ζ	-	coeficiente de atrito (s^{-1})
γ	-	função que fornece o perfil vertical do fluxo de massa
λ	-	inverso do raio de deformação de Rossby (m^{-1})
ν_I	-	taxa de crescimento da amplitude da onda no tempo (s^{-1})
ζ	-	vorticidade geostrófica (s^{-1})
ζ_γ	-	vorticidade geostrófica no nível do modelo mais próximo à base da nuvem (s^{-1})
σ	-	estabilidade estática ($\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{mb}^{-2}$)
ϕ	-	geopotencial (m^2s^{-2})
ψ	-	função de corrente (m^2s^{-1})
ω	-	velocidade vertical em coordenadas de pressão (mb s^{-1})
ω_a	-	parte adiabática da velocidade vertical (mb s^{-1})
ω_d	-	parte diabática da velocidade vertical (mb s^{-1})

RESUMO

O efeito da liberação de calor latente sobre a instabilidade baroclínica foi estudado usando o modelo desenvolvido por Bonatti e Rao. Este modelo inclui o efeito de liberação de calor latente como parametrizado por Mak. Usando um perfil de vento zonal linear e TVVT contante de -6 K/km, os efeitos dos termos dissipativos e da variação da intensidade e do perfil vertical do aquecimento sobre a instabilidade baroclínica são estudados, além das características dos modos instáveis para este problema. Os termos dissipativos, assim como o tipo e a intensidade do aquecimento alteram a seleção do modo mais instável. O atrito e o resfriamento estabilizam modos mais curtos enquanto que a fricção cúmulus instabiliza modos com pequenos comprimentos de onda (~ 1000 km). Com perfis de aquecimento com duplo máximo e perfis de estado básico observados para a região monssônica da Índia encontrou-se características de estrutura vertical, comprimento de onda e velocidade de propagação próximos às características de algumas depressões monssônicas observadas em períodos de estação de verão do Hemisfério Norte. A inclusão do aquecimento mostrou-se necessária para a obtenção das características de escala observadas. A inclusão de dissipação por atrito e resfriamento altera, em alguns casos, as características do modo mais instável, selecionando um modo de Green. A distribuição vertical dos termos de conversão de energia para modos de Charney mostrou-se confinada abaixo da média troposfera enquanto que para modos de Green esta distribuição é mais extensa.

TEORIC STUDY OF GREEN'S MODES

ABSTRACT

The effects of latent heat liberation on baroclinic instability processes is studied using the model developed by Bonatti and Rao. This model includes the effect of latent heat liberation as parametrized by Mak using a linear zonal wind profile and a constant lapse rate of -6 K/km, the effect of dissipative terms and variation of vertical heating on baroclinic instability is studied. Dissipative terms and the type and intensity of heating changes the selection of most unstable mode. Viscosity and Newtonian cooling stabilise short wave modes while the cumulus friction destabilizes waves of around 1000 km wavelengths. Using double maximum in the vertical distribution of heating and observed vertical profile of zonal wind and temperature representative of summer monsoon region of India, the most unstable wavelength and its vertical structure resemble with the observed characteristics of monsoon depression. The inclusion of heating is essential to obtain characteristics of the most unstable wave similar of the observed scale. The inclusion of the friction and Newtonian cooling some times gives the most unstable wave as Green's modes. The vertical distribution of energy conversion terms showed that Charnley modes are confined to the lower levels while Green's modes are more extended in the vertical.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Os fortes gradientes horizontais de temperatura existentes entre pólos e equador surgem devido ao aquecimento diferencial da terra pela radiação solar. Nas latitudes médias esse gradiente é mais forte e causador dos principais fenômenos de tempo que lá ocorrem. Quando distúrbios de pequena amplitude, sobre um escoamento zonal uniforme e na presença de contornos inferiores, crescem exponencialmente com o tempo às custas da energia potencial disponível do estado básico, o escoamento é chamado de baroclinicamente instável.

Vários estudos foram realizados com o objetivo de diagnosticar e prever o comportamento da atmosfera baroclínica. Um dos métodos mais utilizados para estudar o desenvolvimento de perturbações baroclínicas é o método dos modos normais, em que são supostas soluções do tipo exponencial para as equações governantes e então se analisa as condições necessárias à instabilidade. Charney (1947) considerando a atmosfera com cisalhamento vertical constante e continuamente estratificada concluiu que existem modos instáveis delimitados por um limite nas ondas longas pelo efeito β . Eady(1949) não considerou o efeito β e verificou a existência de um limite de instabilidade inferior nas ondas curtas e uma escala preferencial de instabilidade.

Green (1960) ao estudar o problema da instabilidade baroclínica mostrou que o limite para instabilidade em ondas curtas não existe e que uma região instável em ondas longas é possível, além do limite estabelecido por Charney (1947). Curvas de ondas neutras separam, no diagrama de instabilidade, domínios de modos instáveis que possuem estruturas, taxas de crescimento e velocidades de propagação distintos. Abriu-se espaço a estudos sobre uma nova classe de ondas instáveis, que posteriormente passaram a ser denominadas como modos de Green. Para um perfil vertical linear de velocidade, seu estudo

mostrou diferenças entre as estruturas de ondas longas e ondas curtas. Em ondas mais longas a amplitude de anomalia de pressão tem dois máximos, um em altos níveis e outro em baixos níveis, apresentando uma diferença de fase de 180° entre eles. Para ondas mais curtas, onde neste problema está o modo mais instável, a variação de fase é pequena com a altura e a amplitude da anomalia de pressão não apresenta os máximos tão bem separados quanto a onda longa apresenta.

Assim, há características que distinguem os modos de Charney dos modos de Green. Os modos de Charney são modos com comprimentos de onda menores que os modos de Green, têm suas estruturas confinadas a baixos níveis, enquanto que modos de Green têm estrutura mais extensa. Modos de Green têm dois máximos no campo de anomalia de pressão, um em baixos níveis e outro em altos níveis, acima de 400 hPa.

Segundo Charney e Stern (1962), a formação de distúrbios ciclônicos pode ser atribuída à instabilidade do escoamento zonal. Assim, podemos entender porque existe um grande número de estudos relacionados à instabilidade baroclínica.

Hirota (1968) assumindo o escoamento da atmosfera quase-geostrófico, adiabático, sem atrito, com pequenos valores do número de Rossby e grandes valores do número de Richardson, estudou a natureza das ondas instáveis com ênfase sobre grandes comprimentos de onda. Ele analisou a estrutura vertical, os termos de conversão de energia e a velocidade de fase das ondas destacando diferenças entre modos de Charney e modos de Green. Verificou que os modos de Charney têm taxas de crescimento 3 vezes maiores que os modos de Green. Através da estrutura vertical notou que existe uma correlação negativa entre o desvio da velocidade p-vertical (ω) e o desvio no volume específico para os modos de Charney enquanto que esta correlação é pequena para os modos de Green, implicando numa pequena conversão de energia potencial disponível do distúrbio para energia cinética. Através do estudo da distribuição vertical dos termos de conversão de energia, obteve que a variação de energia cinética do distúrbio, para

onda de comprimento de 12000 km e integrada verticalmente, é desprezível e que em cada nível é balanceada pela redistribuição de energia cinética; isto não é verificado para modos de Charney. Hirota explica, através da distribuição vertical dos termos de conversão de energia, que os modos de Green têm taxas de crescimento pequenas porque a conversão de energia potencial disponível turbulenta para energia cinética turbulenta é sempre balanceada pela redistribuição de energia cinética turbulenta. Sua análise não leva em consideração a liberação de calor latente, além de supor a estabilidade estática e cisalhamento vertical constantes.

Staley e Gall (1977) estudaram, com um modelo quase-geostrófico de quatro níveis, a taxa de crescimento de modos baroclínicos alterando em vários níveis a estabilidade estática e o cisalhamento vertical do vento. Eles obtiveram que uma pequena alteração na estabilidade estática ou no cisalhamento vertical em baixos níveis com relação a estabilidade estática e ao cisalhamento vertical em níveis médios e altos pode determinar se a máxima taxa de crescimento ocorre ou em 4000 km ou em 2000 km. O efeito da curvatura de perfís verticais reais de vento zonal pode, assim, alterar as características do modo mais instável. Diferenças significativas podem ser esperadas em relação às características do modo mais instável obtido para um perfil vertical linear de escoamento zonal. Deste modo, uma melhor resolução vertical, ou seja, um maior número de níveis em modelos que usem diferenças finitas na vertical pode colaborar no sentido de melhor representar a curvatura de um perfil real de vento zonal. Staley e Gall verificaram, também, que ondas com comprimentos menores que 3000 km são essencialmente confinados a baixa troposfera. Assim, estes são mais fortemente afetados por alterações próximas à superfície tanto na estabilidade estática quanto no cisalhamento vertical de que os modos com comprimentos de onda maiores que 4000 km, que se estendem por toda a troposfera.

Os estudos já citados não levam em consideração processos dissipativos que ocorrem na atmosfera. Incorporar tais processos nas equações que descrevem os distúrbios na atmosfera deve

refinar os resultados aproximando-os das observações.

Geisler e Garcia (1977) com um estudo numérico sobre instabilidade baroclínica sobre um plano β em 45°N procuraram obter características dos modos de Green. Seu modelo incorpora o efeito do resfriamento newtoniano e perfís gerais de escoamento e temperatura para verificar suas influências nas estruturas destes modos. Obtêm curvas de taxa de crescimento em função do comprimento de onda, as quais apresentam máximos separados ora por lacunas, ora apenas por um afundamento na curva. Eles referenciam-se aos modos com comprimentos de ondas menores como modos de Charney e aos modos em comprimentos de ondas maiores como modos de Green. Mostraram que o efeito do resfriamento newtoniano no modelo foi desprezível sobre a taxa de crescimento e sobre a estrutura vertical dos modos. Desta forma a grande amplitude dos modos de Green de escala planetária encontrados na estratosfera e mesosfera com certos perfís de vento não é atenuada.

Um outro fator que influencia a instabilidade baroclínica é a liberação de calor latente pela condensação. No usual tratamento WAVE-CISK no qual o aquecimento é simplesmente proporcional à velocidade vertical em um nível baixo, os distúrbios com comprimentos de onda menores têm crescimento favorecido. Formulações existentes assumem que a taxa de aquecimento é proporcional à velocidade vertical e à umidade específica. Mak (1982) analisou analiticamente a teoria da instabilidade baroclínica quase-geostrófica incluindo o aquecimento devido à liberação de calor latente. Relacionou o aquecimento ao campo de vorticidade do distúrbio, através da equação omega. Mak concluiu que ao relacionar o aquecimento por condensação à forçante dinâmica do distúrbio esta pode organizar o aquecimento sobre uma escala comparável à do próprio distúrbio.

Moorthi e Arakawa (1985) também estudaram a influência do aquecimento no problema da instabilidade baroclínica usando um modelo linearizado, quase-geostrófico sobre o plano β com discretização vertical. Estudando a instabilidade sobre um cisalhamento de leste eles verificaram uma assimetria entre as taxas

de crescimento para cisalhamento de leste e de oeste. Verificaram, ainda, através de dados da região monssônica da Índia que a depressão monssônica está associada a modos de Green desestabilizados por aquecimento cúmulus. Assim, o aquecimento é o responsável pelo surgimento de ondas com grande extensão vertical, como os modos de Green para cisalhamento de leste.

Usando o modelo de Charney para analisar a instabilidade de escoamentos, Wang (1990) também obteve assimetria entre as taxas de crescimento para cisalhamentos de leste e de oeste. Verificou a existência de um número infinito de modos instáveis para cisalhamento de oeste (modos de Charney, Green e Burger), mas apenas modos de Charney para cisalhamento de leste.

A região monssônica da Índia na estação de verão apresenta, em geral, um perfil de escoamento básico com cisalhamento de leste acima de 800 hPa como apresentado por Mishra e Salvekar (1980). Estes verificam que a instabilidade baroclínica é responsável pela seleção da escala horizontal dos distúrbios nesta região, mas que sozinha não é capaz de suprir energeticamente o distúrbio para que este chegue ao estágio maduro observado na região. Eles explicam que a instabilidade baroclínica não tem sido muito usada para explicar a formação dos distúrbios de verão desta região pelas seguintes razões:

- Charney (1963) mostrou, usando análise de escala, que os movimentos tropicais de escala sinótica são quase barotrópicos, o que já não é válido ao redor das latitudes de 20° ;

- o cisalhamento do vento zonal observado na região monssônica é geralmente menor que aquele requerido para instabilidade baroclínica seca no modelo de 2 camadas.

Para incluir o efeito da liberação de calor latente no processo de instabilidade, Moorthi e Arakawa (1985) usaram dois tipos de parametrização: um em que o aquecimento é proporcional à velocidade vertical do topo da camada mais inferior do modelo e outro proposto por Arakawa e Shubert (1974) em que há uma interação entre o conjunto de nuvens cúmulus com as alterações de grande escala na atmosfera,

considerando, ainda, a camada de mistura. Verificaram que o aquecimento pode desestabilizar modos com grande extensão vertical e nos processos de conversão de energia é o responsável por grande parte da geração de energia potencial disponível do distúrbio. Porém, a seleção da onda mais instável é prejudicada por modos com máxima taxa de crescimento nas ondas mais curtas.

Usando um modelo quase-geostrófico sobre o plano β em diferenças finitas na vertical, Bonatti e Rao (1987) incluem o aquecimento cúmulus usando a parametrização de Mak (1982). Os resultados analíticos obtidos por Mak foram bem reproduzidos com uma resolução vertical de 20 camadas. Com o uso de diferenças finitas é possível estudar características da instabilidade sob perfís de escoamento, estabilidade e aquecimento observados, o que não pode ser feito analiticamente. Ao aplicar o modelo a distúrbios ciclônicos observados de escala intermediária (nuvens vírgula, baixas polares), Bonatti e Rao (1987) mostraram que a escala horizontal e de tempo, velocidade de fase e estrutura vertical são bem reproduzidos pelo modelo. Com o modelo em diferenças finitas poderia-se incluir termos dissipativos como os efeitos de fricção cúmulus, atrito e resfriamento newtoniano usando parâmetros variáveis na vertical.

Tais efeitos já foram incluídos em alguns estudos, como Schneider e Lindzen (1976) que parametrizaram a divergência de fluxo de momento vertical por convecção cúmulus no seu modelo de célula de Hadley e incluíram neste estudo o efeito de fricção cúmulus. Geisler (1981) estudou a Circulação de Walker e incorporou os efeitos dissipativos de fricção cúmulus, atrito e resfriamento tipo newtoniano; seus resultados mostram que o efeito da fricção cúmulus é, sozinho, capaz de prover a diminuição de momento observada para a Circulação de Walker.

No contexto exposto, seguindo a parametrização de aquecimento de Mak (1982), pode-se analisar os modos baroclinicamente instáveis dando ênfase sobre os modos de Green. Estes têm tido sua importância verificada com grandes amplitudes de desvio de temperatura

e de função de corrente na estratosfera por Geisler e Garcia (1977) e na troposfera para cisalhamentos negativos com inclusão de parametrização cúmulus por Moorthi e Arakawa (1985).

Verma e Sikka (1981) estudaram dados de radiosondagens de várias estações e através de perfís verticais da anomalia de temperatura sugerem o uso de um perfil vertical de aquecimento com duplo máximo para o verão da região monssônica Asiática, um em baixos níveis e outro entre 400 e 300 hPa. Douglas (1992) analisou dois casos de depressões monssônicas observados no verão de 1979. Ele obteve seções transversais verticais de anomalia de temperatura que mostram também um máximo em baixos níveis e outro entre 500 e 300 hPa, além de uma inclinação de fase para oeste com a altura o que não concorda com o modo teórico obtido por Moorthi e Arakawa (1985) para os perfís verticais de escoamento e temperatura da região monssônica da Índia.

O objetivo deste trabalho é realizar um estudo teórico sobre os modos de Green, através do modelo quase-geostrófico em diferenças finitas na vertical, com parametrização de calor latente tipo Mak (1982), como o apresentado por Bonatti e Rao (1987), porém incluindo os efeitos de atrito tipo Rayleigh e resfriamento newtoniano (Bonatti, 1988) e fricção cúmulus, desenvolvido no Capítulo 2. Esta parametrização mostra-se eficaz ao eliminar modos espúrios que surgem com outras parametrizações. Estende-se, assim, o trabalho de Moorthi e Arakawa (1985) que não incluíram os efeitos de atrito e resfriamento newtoniano.

Assim, estuda-se o problema para perfís de aquecimento com duplo máximo. São analisados, primeiramente, no Capítulo 3, os efeitos do aquecimento e dos termos dissipativos no problema com perfil de escoamento zonal linear e taxa de variação vertical de temperatura (TVVT) constante, $\Gamma = -6$ K/km, além das características dos modos instáveis para este problema. Utilizando perfís de aquecimento com duplo máximo e perfís de escoamento zonal e de temperatura observado para a região monssônica da Índia são encontrados modos instáveis com características de estrutura vertical, comprimento de

onda e velocidade de propagação próximos aos obtidos observacionalmente por Douglas (1992).

No Capítulo 4 há as conclusões e proposições de novos trabalhos.

CAPÍTULO 2

FORMULAÇÃO

2.1 - O MODELO

O modelo utilizado neste estudo é quase-geostrófico e multinível na vertical, como aquele desenvolvido por Bonatti e Rao (1987), que incorpora a parametrização de aquecimento cúmulus de Mak (1982). Inclui-se, também, os efeitos dissipativos de fricção cúmulus, atrito e de resfriamento newtoniano.

As equações básicas do modelo são a equação da vorticidade quase-geostrófica e a equação da energia termodinâmica, dadas respectivamente por:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \vec{V}_g \cdot \nabla (\zeta_g + f_0) = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} - \frac{\partial}{\partial p} [M_c (\zeta_g - \zeta_{gc})] - \eta_\zeta \zeta_g, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \vec{V}_g \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \sigma \omega = - \frac{R}{p c_p} \dot{Q} - \eta_T \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right), \quad (2.2)$$

onde :

$$\zeta_g = \frac{\nabla^2 \phi}{f_0} = \nabla^2 \psi \text{ é a vorticidade geostrófica;}$$

$\zeta_{gc} = \frac{\nabla^2 \phi_c}{f_0} = \nabla^2 \psi_c$ é a vorticidade geostrófica no nível do modelo mais próximo à base da nuvem;

$\vec{V}_g$ é a velocidade geostrófica, cujas componentes são dadas por

$$u_g = - \frac{\partial \psi}{\partial y}$$

e

$$v_g = \frac{\partial \psi}{\partial x};$$

f_0 é o parâmetro de Coriolis; e pela aproximação hidrostática

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = - \frac{RT}{p},$$

$M_c = M_{c0}\gamma_{(p)}$ é o fluxo de massa para cima no distúrbio,

M_{c0} é o fluxo de massa para cima no nível do modelo mais próximo da base da nuvem, sendo $gM_{c0} = 6.94 \times 10^{-4}$ hPa/s, mesmo valor usado por Geisler (1981),

$\eta_\zeta = \eta_{\zeta(p)}$ é o coeficiente de atrito tipo Rayleigh (s^{-1}),

$\eta_T = \eta_{T(p)}$ é o coeficiente de resfriamento Newtoniano (Ks^{-1});

com

$$\gamma_{(p)} = 1 - \exp[-(p-p_{TN}) / p_d] ,$$

$$p_{TN} = 140 \text{ hPa e } p_d = 100 \text{ hPa},$$

$$\eta_{\zeta(p)} = 1.1574 \times 10^{-6} \exp[(p-1000)/200] ,$$

$$\eta_{T(p)} = 2.315 \times 10^{-6} + 4.052 \times 10^{-6} \exp(2.636 p^*) \sin(\pi p^*) ,$$

$$p^* = (p-100)/900 .$$

Os valores de η_ζ e η_T são os mesmos usados por Bonatti(1988). O atrito tipo Rayleigh terá seu máximo na superfície, com decaimento de 10 dias. O resfriamento tem máximo em 750mb e foi ajustado por Bonatti(1988) de acordo com a Figura 10.4 de Hess(1959).

Assim, o sistema quase-geostrófico, usando as relações do vento geostrófico, pode ser escrito em termos da função de corrente e da velocidade vertical como :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} \beta - f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} = \\ - g M_c \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi - g \frac{\partial M_c}{\partial p} (\nabla^2 \psi - \nabla^2 \psi_c) - \eta_\zeta \nabla^2 \psi , \end{aligned} \quad (2.3)$$

para a vorticidade quase-geostrófica e

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \psi}{\partial p} \right) + \frac{\omega \sigma}{f_0} = - \frac{R}{p f_0 c_p} \dot{Q} - \eta_T \frac{\partial \psi}{\partial p}, \quad (2.4)$$

para a energia termodinâmica, onde $\beta (= \partial f / \partial y)$ é o parâmetro de Rossby, $\sigma = \sigma(p)$ é a estabilidade estática, R é a constante dos gases para o ar seco e c_p é o calor específico do ar seco à pressão constante.

Das Equações 2.3 e 2.4 pode-se obter a equação omega quase-geostrófica com o efeito do aquecimento cúmulus e dissipação:

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \omega = & -2 \frac{f_0}{\sigma} \left(\frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial p} - \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial p} \right) + \beta \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial p} \\ & - \frac{R}{p c_p \sigma} \nabla^2 \dot{Q} - \frac{f_0}{\sigma} \frac{\eta_T}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi + \frac{f_0}{\sigma} \frac{g}{\sigma} M_c \frac{\partial^2}{\partial p^2} \nabla^2 \psi + \frac{f_0}{\sigma} \frac{g}{\sigma} \frac{\partial^2 M_c}{\partial p^2} (\nabla^2 \psi - \nabla^2 \psi_c) \\ & + \frac{f_0}{\sigma} \frac{g}{\sigma} \frac{\partial M_c}{\partial p} \frac{\partial}{\partial p} (2 \nabla^2 \psi - \nabla^2 \psi_c) + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial \eta_\zeta}{\partial p} \nabla^2 \psi + \frac{f_0 \eta_\zeta}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi, \end{aligned} \quad (2.5)$$

Para resolver o modelo quase-geostrófico no estudo da instabilidade baroclínica será utilizado o método dos modos normais, onde se supõe perturbações infinitesimais sobre o escoamento básico e analisa-se as condições para sua amplificação. Supõe-se que as variáveis do problema sejam funções de um estado básico somado a uma perturbação da seguinte forma:

$$\psi(x, y, p, t) = -U(p)y + \psi'_{(x, y, p, t)}, \quad (2.6)$$

$$\omega(x, y, p, t) = \omega'_{(x, y, p, t)}, \quad (2.7)$$

$$\dot{Q}(x, y, p, t) = \dot{Q}'_{(x, y, p, t)}. \quad (2.8)$$

Usando as Equações 2.6 a 2.8, as Equações 2.3 a 2.5 após serem linearizadas tornam-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi' + U(p) \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} - f_0 \frac{\partial \omega'}{\partial p} = & -g \frac{\partial}{\partial p} [M_c \nabla^2 (\psi' - \psi'_c)] - \\ & \eta_\zeta \nabla^2 \psi', \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\partial\psi')}{\partial t} + U_{(p)} \frac{\partial(\partial\psi')}{\partial x} + \frac{\partial\psi'}{\partial x} \frac{\partial(-U_{(p)})}{\partial p} + \frac{\omega' \sigma}{f_0} = - \frac{R \dot{Q}'}{p f_0 c_p} - \eta_T \frac{\partial\psi'}{\partial p}, \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \omega' + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \omega'}{\partial p^2} = & -2 \frac{f_0}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' \frac{\partial(-U_{(p)})}{\partial p} - \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial p} \right] \\ & + \beta \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial p} - \frac{R}{p c_p \sigma} \nabla^2 \dot{Q}' - \frac{f_0 \eta_T}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi' + \frac{f_0 g}{\sigma} M_c \frac{\partial^2}{\partial p^2} \nabla^2 \psi' \\ & + \frac{f_0 g}{\sigma} \frac{\partial^2 M_c}{\partial p^2} (\nabla^2 \psi' - \nabla^2 \psi'_c) + \frac{f_0 g}{\sigma} \frac{\partial M_c}{\partial p} \frac{\partial}{\partial p} (2 \nabla^2 \psi' - \nabla^2 \psi'_c) + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial \eta_\zeta}{\partial p} \nabla^2 \psi' \\ & + \frac{f_0}{\sigma} \eta_\zeta \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi'. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Seguindo o procedimento de Mak (1982), supõe-se que a velocidade vertical ω' é composta de uma parte adiabática ω'_a , forçada baroclinicamente, e de uma parte forçada pelo aquecimento e efeitos dissipativos, ω'_d , tal que a Equação 2.11 possa ser separada em duas partes:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \omega'_a + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \omega'_a}{\partial p^2} = & 2 \frac{f_0}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \psi'}{\partial x^2} \right) \frac{\partial U_{(p)}}{\partial p} + \frac{\partial}{\partial y} \nabla^2 \psi' \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial p} \right] \\ & + \beta \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2 \psi'}{\partial x \partial p}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \omega'_d + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2 \omega'_d}{\partial p^2} = & - \frac{R}{p c_p \sigma} \frac{\partial^2 \dot{Q}'}{\partial x^2} - \frac{f_0 \eta_T}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi' + \frac{f_0 g}{\sigma} M_c \frac{\partial^2}{\partial p^2} \nabla^2 \psi' \\ & + \frac{f_0 g}{\sigma} \frac{\partial^2 M_c}{\partial p^2} (\nabla^2 \psi' - \nabla^2 \psi'_c) + \frac{f_0 g}{\sigma} \frac{\partial M_c}{\partial p} \frac{\partial}{\partial p} (2 \nabla^2 \psi' - \nabla^2 \psi'_c) + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial \eta_\zeta}{\partial p} \nabla^2 \psi' \\ & + \frac{f_0 \eta_\zeta}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \nabla^2 \psi', \end{aligned} \quad (2.13)$$

A parametrização do aquecimento proposta por Mak (1982) é feita considerando tal aquecimento proporcional à velocidade vertical induzida baroclinicamente no nível da base da nuvem, o qual será chamado p_b . Portanto, é suposto que já existe instabilidade baroclínica seca, verificado posteriormente, a qual é modificada pelo

aquecimento cúmulus. A parametrização é incorporada ao modelo da seguinte forma:

$$\hat{Q}_{(x,y,p,t)} = - \epsilon c_p h(p) \hat{\omega}_{a(x,y,p,t)} , \quad (2.14)$$

onde ϵ ($K \text{ mb}^{-1}$) é uma constante arbitrária, relacionada à intensidade do aquecimento, $h(p)$ é a função que fornece a estrutura vertical do aquecimento devido à liberação de calor latente. Os valores da função $h(p)$ é calculada pelo modelo de modo que, independente de seu aspecto, sua integral vertical tenha o mesmo valor da integral do perfil de Mak para o mesmo valor de ϵ . Deste modo é possível a comparação entre experimentos com perfis de aquecimento diferentes. Supõe-se, então, como soluções, perturbações na forma:

$$\psi'_{(x,y,p,t)} = \text{Re} \{ \hat{\psi}_{(p)} \exp[ik(x-ct)] \} \text{sen}[\ell(y-y_0)] , \quad (2.15)$$

$$\omega'_{(x,y,p,t)} = \text{Re} \{ \hat{\omega}_{(p)} \exp[ik(x-ct)] \} \text{sen}[\ell(y-y_0)] , \quad (2.16)$$

$$\hat{Q}'_{(x,y,p,t)} = \text{Re} \{ \hat{Q}_{(x,y,p,t)} \exp[ik(x-ct)] \} \text{sen}[\ell(y-y_0)] , \quad (2.17)$$

onde:

$k=2\pi/L$ é o número de onda e L o comprimento de onda;

$\ell=\pi/D$, onde $2D$ é a largura do canal;

$c = c_R + ic_I$, c_R é a velocidade de fase;

$\nu_I=kc_I$ é a taxa de crescimento;

$i=\sqrt{-1}$;

$\text{Re}\{\}$ representa a parte real e as variáveis com " $\hat{}$ " são as amplitudes.

Apesar das soluções apresentarem uma variação senoidal da amplitude com o eixo y , pode-se notar que não há velocidade de fase nesta direção, portanto, não há propagação de fase em y .

Substituindo as Equações 2.15 a 2.17 nas Equações 2.9, 2.10, 2.12 e 2.13, segue-se:

$$(c-U_{(p)}+\hat{\beta}) \hat{\psi} - \frac{f_0}{\mu^2} \frac{d}{dp} \left(\frac{\hat{\omega}}{ik} \right) + 2i\hat{\gamma}_b \Delta p \frac{d\hat{\psi}}{dp} + 2i\hat{\tau}_b (\hat{\psi} - \hat{\psi}_c) + i\hat{\eta}_\zeta \hat{\psi} = 0, \quad (2.18)$$

$$(c-U_{(p)}) \frac{d\hat{\psi}_{(p)}}{dp} + \frac{dU_{(p)}}{dp} \hat{\psi} - \frac{\sigma}{f_0 ik} \hat{\omega}_{(p)} + \frac{R}{ikpf_0 c_p} \hat{Q}_{(p)} + i\hat{\eta}_T \frac{d\hat{\psi}}{dp} = 0, \quad (2.19)$$

$$\frac{f_0^2}{\sigma} \frac{d^2}{dp^2} \left(\frac{\hat{\omega}_a}{ik} \right) - \mu^2 \frac{\hat{\omega}_a}{ik} = \beta \frac{f_0}{\sigma} \frac{d\hat{\psi}}{dp} - 2 \frac{f_0 k^2}{\sigma} \frac{dU}{dp} \hat{\psi} - 2i \frac{f_0 \ell \mu^2}{\sigma} \frac{d\hat{\psi}}{dp}, \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{d^2}{dp^2} \left(\frac{\hat{\omega}_d}{ik} \right) - k^2 \frac{\hat{\omega}_d}{ik} &= \frac{Rk^2}{pc_p \sigma} \frac{\hat{Q}}{ik} + \frac{f_0 \eta_T \mu^2}{\sigma} \frac{d\hat{\psi}}{dp} - \frac{f_0 g \mu^2}{\sigma} M_c \frac{d^2 \hat{\psi}}{dp^2} \\ - \frac{f_0 g \mu^2}{\sigma} \frac{d^2 M_c}{dp^2} (\hat{\psi} - \hat{\psi}_c) &- \frac{f_0 g \mu^2}{\sigma} \frac{dM_c}{dp} \frac{d}{dp} (2\hat{\psi} - \hat{\psi}_c) - \frac{f_0 \mu^2}{\sigma} \frac{d\eta_\zeta}{dp} \hat{\psi} \\ - \frac{f_0 \mu^2 \eta_\zeta}{\sigma} \frac{d\hat{\psi}}{dp}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde

$$\hat{\beta} = \frac{\beta}{\mu^2}; \quad \hat{\gamma}_b = \frac{gM_{co}\gamma(p)}{2k\Delta p}; \quad \hat{\tau}_b = \frac{gM_{co}}{2k} \frac{\partial \gamma}{\partial p}; \quad \mu^2 = -(k^2 + \ell^2).$$

Substituindo a Equação 2.14 nas Equações 2.19 e 2.21, estas tornam-se:

$$\begin{aligned} (c-U_{(p)}) \frac{d\hat{\psi}_{(p)}}{dp} + \frac{dU_{(p)}}{dp} \hat{\psi} - \frac{\sigma}{f_0 ik} \hat{\omega}_{(p)} + \frac{Reh_{(p)}}{pf_0} \frac{\hat{\omega}_{a(p_b)}}{ik} \\ + i\hat{\eta}_T \frac{d\hat{\psi}}{dp} = 0, \end{aligned} \quad (2.22)$$

$$\begin{aligned} \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{d^2}{dp^2} \left(\frac{\hat{\omega}_{d(p)}}{ik} \right) - \mu^2 \frac{\hat{\omega}_{d(p)}}{ik} &= \frac{Reh(p)}{p\sigma} \frac{\hat{\omega}_{a(p_b)}}{ik} k^2 + \frac{f_0 \eta_T}{\sigma} \mu^2 \frac{d\hat{\psi}}{dp} - \frac{f_0 g}{\sigma} M_c \mu^2 \frac{d^2 \hat{\psi}}{dp^2} \\ - \frac{f_0 g}{\sigma} \mu^2 \frac{d^2 M_c}{dp^2} (\hat{\psi} - \hat{\psi}_c) - \frac{f_0 g}{\sigma} \mu^2 \frac{dM_c}{dp} \frac{d}{dp} (2\hat{\psi} - \hat{\psi}_c) . \end{aligned} \quad (2.23)$$

É conveniente definir uma nova variável $\hat{W}$, tal que $\hat{W} = \hat{\omega}/ik$, pois ao usar $\hat{W}$ nas equações acima, estas terão apenas coeficientes reais.

Na parametrização de Mak (1982) o aquecimento cúmulus é proporcional à velocidade vertical forçada baroclinicamente no nível da base da nuvem, $\hat{\omega}_{a(p_b)}$, e esta é função de $\hat{\psi}$ através da Equação 2.25. Assim, o sistema composto pelas Equações 2.18 e 2.23 forma um problema de autovalor e autovetor, em que c é o autovalor e $\hat{\psi}_{(p)}$ é o autovetor.

O problema será resolvido usando diferenças finitas na vertical, o que permite resolver o problema para diversos tipos de perfis de U e σ , assim como para perfis observados. A grade vertical utilizada é uma extensão natural da grade de Phillips (1954), que foi estudada por Arakawa e Moothi (1988) que verificaram que esta não produz modos espúrios, ao contrário do que ocorre com a grade de Lorentz (1960). A distribuição das variáveis é mostrada pela Figura 2.1. A Equação (2.18) é aplicada nos níveis ímpares e a Equação 2.22 nos níveis pares.

0	_____	$W_0=0, \psi_0, T_0, U_T, \sigma_T, h_0, \hat{\eta}_{\zeta 0}, \hat{\gamma}_{b0}, \hat{\tau}_{b0}, \hat{\eta}_{T0}, P_T$
1	-----	$\psi_1, U_1, \hat{\eta}_{\zeta 1}, \hat{\gamma}_{b1}, \hat{\tau}_{b1}$
2	_____	$W_2, T_2, \sigma_2, h_2, \hat{\eta}_T$
3	-----	$\psi_3, U_3, \hat{\eta}_{\zeta 3}, \hat{\gamma}_{b3}, \hat{\tau}_{b3}$
4	_____	$W_4, T_4, \sigma_4, h_4, \hat{\eta}_{T4}$
	⋮	
2j-3	-----	$\psi_{2j-3}, U_{2j-3}, \hat{\eta}_{\zeta 2j-3}, \hat{\gamma}_{b2j-3}, \hat{\tau}_{b2j-3}$
2j-2	_____	$W_{2j-2}, T_{2j-2}, \sigma_{2j-2}, h_{2j-2}, \hat{\eta}_{T2j-2}$
2j-1	-----	$\psi_{2j-1}, U_{2j-1}, \hat{\eta}_{\zeta 2j-1}, \hat{\gamma}_{b2j-1}, \hat{\tau}_{b2j-1}$
2j	_____	$W_{2j}, T_{2j}, \sigma_{2j}, h_{2j}, \hat{\eta}_{T2j}$
2j+1	-----	$\psi_{2j+1}, U_{2j+1}, \hat{\eta}_{\zeta 2j+1}, \hat{\gamma}_{b2j+1}, \hat{\tau}_{b2j+1}$
2j+2	_____	$W_{2j+2}, T_{2j+2}, \sigma_{2j+2}, h_{2j+2}, \hat{\eta}_{T2j+2}$
	⋮	
2J-3	-----	$\psi_{2J-3}, U_{2J-3}, \hat{\eta}_{\zeta 2J-3}, \hat{\gamma}_{b2J-3}, \hat{\tau}_{b2J-3}$
2J-2	_____	$W_{2J-2}, T_{2J-2}, \sigma_{2J-2}, h_{2J-2}, \hat{\eta}_{T2J-2}$
2J-1	-----	$\psi_{2J-1}, U_{2J-1}, \hat{\eta}_{\zeta 2J-1}, \hat{\gamma}_{b2J-1}, \hat{\tau}_{b2J-1}$
2J	_____	$W_{2J}=0, \psi_{2J}, T_{2J}, U_S, \sigma_S, h_{2J}, \hat{\eta}_{T2J}, \hat{\eta}_{\zeta 2j-1}, \hat{\gamma}_{b2j-1}, \hat{\tau}_{b2j-1}, P_S$

Fig. 2.1 – Extensão da grade vertical de Phillips (1954) para J camadas e distribuição das variáveis.

Assim, em diferenças finitas as equações linearizadas da vorticidade quase-geostrófica (Eq. 2.18) e da energia termodinâmica (Eq. 2.22) tornam-se:

$$\begin{aligned}
 & [c - U_{2j-1} + \hat{\beta}] \hat{\psi}_{2j-1} - \frac{f_0}{\Delta p \mu^2} (\hat{W}_{2j} - \hat{W}_{2j-2}) + i \hat{\gamma}_{b2j-1} \frac{(\hat{\psi}_{2j+1} - \hat{\psi}_{2j-3})}{2} \\
 & + 2i \hat{\tau}_{b2j-1} [\hat{\psi}_{2j-1} - \frac{(\hat{\psi}_{2jb-1} - \hat{\psi}_{2jb+1})}{2}] + i \hat{\eta}_{\zeta 2j-1} \hat{\psi}_{2j-1} = 0
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

e

$$\begin{aligned}
 & (c - \frac{U_{2j-1} + U_{2j-1}}{2}) \frac{(\hat{\psi}_{2j+1} - \hat{\psi}_{2j-1})}{\Delta p} + \frac{(U_{2j+1} - U_{2j-1})}{2 \Delta p} (\hat{\psi}_{2j+1} + \hat{\psi}_{2j-1}) - \frac{\sigma_{2j}}{f_0} \hat{W}_{2j} + \\
 & \frac{Re H_{2j}}{f_0 P_S} \hat{W}_{a2jb} + i \hat{\eta}_{T2j-1} \frac{(\hat{\psi}_{2j+1} - \hat{\psi}_{2j-1})}{\Delta p} = 0,
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

respectivamente, onde $H_{2j}=p_{sh_{2j}}/p_{2j}$. Temos que Δp ($=[p_S-p_T]/J$) é o espaçamento da grade vertical e $2j_b$ corresponde ao nível do modelo mais próximo da base da nuvem; $p_{2j} = j\Delta p$ e $p_{2j-1} = (2j-1)\Delta p/2$.

As duas componentes da equação omega, Equações 2.20 e 2.24, quando escritas em diferenças finitas, tornam-se:

$$\begin{aligned} \frac{f_0}{\sigma_{2j}\Delta p^2}(\hat{W}_{a2j-2}-2\hat{W}_{a2j}+\hat{W}_{a2j+2}) - \mu^2\hat{W}_{a2j} &= \frac{\beta f_0}{\sigma_{2j}\Delta p}(\hat{\psi}_{2j+1}-\hat{\psi}_{2j-1}) - \\ \frac{k^2 f_0}{\sigma_{2j}\Delta p}(U_{2j+1}-U_{2j-1})(\hat{\psi}_{2j+1}+\hat{\psi}_{2j-1}) - 2i\frac{f_0\mu^2\ell}{\sigma_{2j}\Delta p}(\hat{\psi}_{2j+1}-\hat{\psi}_{2j-1}) \end{aligned} \quad (2.26)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{f_0}{\sigma_{2j}\Delta p^2}(\hat{W}_{d2j-2}-2\hat{W}_{d2j}+\hat{W}_{d2j+2}) - \mu^2\hat{W}_{d2j} &= -k^2\frac{ReH_{2j}}{p_S\sigma_{2j}}\hat{W}_{a2j_b} + \eta_{T2j}\mu^2\frac{f_0}{\sigma_{2j}}\frac{(\hat{\psi}_{2j+1}-\hat{\psi}_{2j-1})}{\Delta p} \\ - gM_{c2j}\mu^2\frac{f_0}{\sigma_{2j}\Delta p^2}(\hat{\psi}_{2j+3}-2\hat{\psi}_{2j+1}+\hat{\psi}_{2j-1}) - \frac{\mu^2}{\Delta p^2}\frac{f_0}{\sigma_{2j}}(M_{c2j+2}-2M_{c2j}+M_{c2j+2}) \\ - g\mu^2\frac{f_0}{\sigma_{2j}\Delta p^2}(M_{c2j+2}-M_{c2j-2})(\hat{\psi}_{2j+1}-\hat{\psi}_{2j-1}) - \frac{f_0\mu^2}{\sigma_{2j}\Delta p}(\eta_{\zeta 2j+1}-\eta_{\zeta 2j-1})\frac{(\hat{\psi}_{2j+1}+\hat{\psi}_{2j-1})}{2} \\ - \frac{f_0\mu^2}{\sigma_{2j}\Delta p}\frac{(\eta_{\zeta 2j+1}+\eta_{\zeta 2j-1})}{2}(\hat{\psi}_{2j+1}-\hat{\psi}_{2j-1}). \end{aligned} \quad (2.27)$$

Podemos obter a relação entre $\hat{W}_{a2j_b}$ e $\hat{\psi}_{2j-1}$ através da equação-omega adiabática, Equação 2.26, que pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \lambda_{2j}^2\hat{W}_{a2j-2}-(\mu^2+2\lambda_{2j}^2)\hat{W}_{a2j}+\lambda_{2j}^2\hat{W}_{a2j+2} &= \lambda_{2j}^2\frac{\Delta p}{f_0}\{-[\beta - 2i\mu^2] \\ + k^2(U_{2j+1}-U_{2j-1})\}\hat{\psi}_{2j-1} + [\beta + 2i\mu^2\ell - k^2(U_{2j+1}-U_{2j-1})]\hat{\psi}_{2j+1}\}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

onde

$$\lambda_{2j}^2 = \frac{f_0^2}{\sigma_{2j}\Delta p^2} \quad (2.29)$$

para $j=1, J$ e com $\hat{W}_{a0} = \hat{W}_{a2J} = 0$.

Na forma matricial, a Equação 2.28 pode ser escrita como:

$$A \underset{\sim}{W}_a = B \underset{\sim}{\psi} , \quad (2.33)$$

onde

$$\underset{\sim}{W}_a = [\hat{W}_{a2}, \hat{W}_{a4}, \dots, \hat{W}_{a2j}, \dots, \hat{W}_{a2J-4}, \hat{W}_{a2J-2}]^T$$

e

$$\underset{\sim}{\psi} = [\hat{\psi}_1, \hat{\psi}_3, \dots, \hat{\psi}_{2j-1}, \dots, \hat{\psi}_{2J-3}, \hat{\psi}_{2J-1}]^T.$$

Desde que $\det(A) \neq 0$, temos:

$$\underset{\sim}{W}_a = (A^{-1}B) \underset{\sim}{\psi} . \quad (2.34)$$

Para que o problema de autovalor-autovetor (Equações 2.24 e 2.25) seja resolvido, necessita-se apenas da linha j_b da matriz $(A^{-1}B)$ que dará os coeficientes que multiplicam $\underset{\sim}{\psi}$ na função $\hat{W}_{b(\hat{\psi}_{2j-1})} = \hat{W}_{a2jb}$.

Pode-se eliminar $\hat{W}$ das Equações 2.24 e 2.25 e obter a equação linear resultante para o modelo quase-geostrófico, incluindo aquecimento e os efeitos de dissipação, em diferenças finitas:

$$\begin{aligned} & [\hat{\lambda}_2^2(i\hat{\eta}_{T2} - U_3) + \hat{\beta} - U_1 + i(2\hat{\tau}_{b1} + \eta_{c1})]\hat{\psi}_1 + [-\hat{\lambda}_2^2(-U_1 - i\hat{\eta}_{T2}) + i\hat{\gamma}_{b1}]\hat{\psi}_3 \\ & - \hat{e}(\hat{\lambda}_2^2 H_2)W_b + [-i\hat{\tau}_1](\hat{\psi}_{2jb-1} + \hat{\psi}_{2j+1}) + c[(\hat{\lambda}_2^2 + 1)\hat{\psi}_1 - \hat{\lambda}_2^2 \hat{\psi}_3] = 0 , \end{aligned}$$

para $j=1$;

$$\begin{aligned}
& [-i\hat{\tau}_{2j-1}](\hat{\psi}_{2jb-1} + \hat{\psi}_{2jb+1}) + [-\hat{\lambda}_{2j-2}^2(-U_{2j-1} + i\hat{\eta}_{T2j-2}) - i\hat{\gamma}_{b2j-1}] \hat{\psi}_{2j-3} \\
& + [\hat{\lambda}_{2j-2}^2(-U_{2j-3} + i\hat{\eta}_{T2j-2}) + \hat{\lambda}_{2j}^2(-U_{2j+1} + i\hat{\eta}_{T2j}) - U_{2j-1} + \hat{\beta} \\
& + i(2\hat{\tau}_{b2j-1} + \hat{\eta}_{\zeta 2j-1})] \hat{\psi}_{2j-1} + [-\hat{\lambda}_{2j}^2(-U_{2j-1} + i\hat{\eta}_{T2j}) + i\hat{\gamma}_{b2j-1}] \hat{\psi}_{2j+1} \\
& - \hat{e}(\hat{\lambda}_{2j}^2 H_{2j} - \hat{\lambda}_{2j-2}^2 H_{2j-2}) \hat{W}_b + c[-\hat{\lambda}_{2j-2}^2 \hat{\psi}_{2j-3} + (\hat{\lambda}_{2j-2}^2 + \hat{\lambda}_{2j}^2 + 1) \hat{\psi}_{2j-1} - \hat{\lambda}_{2j}^2 \hat{\psi}_{2j+1}] = 0 ,
\end{aligned}$$

para $j=2, J-1$;

$$\begin{aligned}
& [-i\hat{\tau}_{2J-1}](\hat{\psi}_{2jb-1} + \hat{\psi}_{2jb+1}) + [-\hat{\lambda}_{2J-2}^2(-U_{2J-1} + i\hat{\eta}_{T2J-2}) - i\hat{\gamma}_{b2J-1}] \hat{\psi}_{2J-3} + \\
& [\hat{\lambda}_{2J-2}^2(-U_{2J-3} + i\hat{\eta}_{T2J-2}) - U_{2J-1} + \hat{\beta} + i(2\hat{\tau}_{b2J-1} + \eta_{\zeta 2J-1})] \hat{\psi}_{2J-1} + \\
& \hat{e} \hat{\lambda}_{2J-2}^2 H_{2J-2} \hat{W}_b + c[-\hat{\lambda}_{2J-2}^2 \hat{\psi}_{2J-3} + (\hat{\lambda}_{2J-2}^2 + 1) \hat{\psi}_{2J-1}] = 0 ,
\end{aligned} \tag{2.35}$$

para $j=J$;

onde

$\hat{W}_b$ é a velocidade vertical induzida baroclinicamente no nível da base da nuvem e

$$\epsilon_0 = \frac{Re\Delta p}{f_{0PS}}.$$

Como condições de contorno temos que $\hat{W}_0 = \hat{W}_{2J} = 0$ que aplicadas na Equação 2.25 dá $\hat{\psi}_0$ e ψ_{2J} resultam em:

$$\hat{\psi}_0 = \frac{(c - U_T + i\eta_{T0})}{(c - U_1 + i\eta_{T0})} \hat{\psi}_1 \tag{2.36}$$

e

$$\hat{\psi}_{2J} = \frac{(c - U_{2J} + i\eta_{T2J})}{(c - U_{2J-1} + i\eta_{T2j})} \psi_{2J-1} . \tag{2.37}$$

2.2 - ENERGÉTICA

Considerando as variáveis na forma das Equações 2.15 a 2.17 pode-se obter os termos de conversão de energia. A variação dos termos de energia cinética e potencial do distúrbio serão designados por:

$$\frac{dE_c}{dt} = C(E_p, E_c) + D\eta_\zeta + DK_b \quad (2.38)$$

e

$$\frac{dE_p}{dt} = C(\bar{P}, E_p) - C(E_p, E_c) + G + D\eta_T, \quad (2.39)$$

respectivamente, onde E_c é a energia cinética turbulenta, E_p é a energia potencial turbulenta, $\bar{P}$ é a energia potencial disponível do estado básico, G é a geração de E_p pelo aquecimento, $D\eta_\zeta$ é a dissipação pelo atrito, $D\eta_T$ é a dissipação pelo resfriamento, DK_b é a dissipação pela fricção cúmulus e $C(A, B)$ é a conversão de A para B . Os termos das Equações 2.39 e 2.40 são dados por:

$$E_c = \frac{1}{2} \left\langle \left(\frac{\partial \psi'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle, \quad (2.40)$$

$$E_p = \frac{f_0^2}{2} \left\langle \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial p} \right)^2 \right\rangle, \quad (2.41)$$

$$C(E_p, E_c) = f_0 \left\langle \omega' \frac{\partial \psi'}{\partial p} \right\rangle, \quad (2.42)$$

$$C(\bar{P}, E_p) = f_0^2 \left\langle \frac{1}{\sigma} \frac{dU}{dp} \frac{\partial \psi'}{\partial x} \frac{\partial \psi'}{\partial p} \right\rangle, \quad (2.43)$$

$$G = -\frac{Rf_0}{c_p} \left\langle \frac{\dot{Q}'}{p\sigma} \frac{\partial \psi'}{\partial p} \right\rangle, \quad (2.44)$$

$$D\eta_T = < -\eta_T \frac{f_0^2}{\sigma} \left(\frac{\partial \psi'}{\partial p} \right)^2 >, \quad (2.45)$$

$$D\eta_\zeta = < \eta_\zeta \psi' \nabla^2 \psi' >, \quad (2.46)$$

$$DK_b = < K_d \psi' \nabla^2 (\psi' - \psi_b') > + < K_b \psi' \nabla^2 \frac{\partial \psi'}{\partial p} >, \quad (2.47)$$

onde

$$< () > = \left[\frac{1}{2 LD(p_s - p_T)} \int_{p_T}^{p_s} \int_{-D}^D \int_0^L () dx dy dp \right], \quad (2.48)$$

$$K_b = g M_c \quad (2.49)$$

e

$$K_d = \frac{dK_b}{dp} = g \frac{dM_c}{dp}. \quad (2.50)$$

Calcula-se também o termo de redistribuição vertical de energia cinética do distúrbio dada por $< \frac{\partial}{\partial p} (\omega' \phi') >$.

Os termos acima têm a mesma forma usada por Bonatti e Rao (1987) exceto pelo fato de que são também calculados os termos de dissipação de energia. Em diferenças finitas são dados por :

$$E_c = \frac{\mu^2 \Delta p}{8(p_s - p_T)} \exp(2kc_I t) \sum_{j=1}^J (\hat{\psi}_{R_{2j-1}}^2 + \hat{\psi}_{I_{2j-1}}^2), \quad (2.51)$$

$$E_p = \frac{\exp(2kc_I t) \Delta p}{8(p_s - p_T)} \sum_{j=1}^{J-1} \lambda_{2j}^2 [(\hat{\psi}_{R_{2j+1}} - \hat{\psi}_{R_{2j-1}})^2 + (\hat{\psi}_{I_{2j+1}} - \hat{\psi}_{I_{2j-1}})^2], \quad (2.52)$$

$$C(E_p, E_c) = \frac{f_0}{4(p_s - p_T)} \exp(2kc_I t) \sum_{j=1}^{J-1} [\hat{\omega}_{R_{2j}} (\hat{\psi}_{R_{2j+1}} - \hat{\psi}_{R_{2j-1}}) + \hat{\omega}_{I_{2j}} (\hat{\psi}_{I_{2j+1}} - \hat{\psi}_{I_{2j-1}})], \quad (2.53)$$

$$C(\bar{P}, E_p) = \frac{k f_0^2}{4 \Delta p (p_s - p_T)} \exp(2k c_I t) \sum_{j=1}^{J-1} \frac{1}{\sigma_{2j}} [(U_{2j+1} - U_{2j-1}) x \\ (\hat{\psi}_{R_{2j-1}} \hat{\psi}_{I_{2j+1}} - \hat{\psi}_{R_{2j+1}} \hat{\psi}_{I_{2j-1}})] , \quad (2.54)$$

$$G = -\frac{R f_0}{4 c_P (p_s - p_T)} \exp(2k c_I t) x \\ \sum_{j=1}^{J-1} \frac{1}{p_{2j} \sigma_{2j}} [\hat{Q}_{R_{2j}} (\hat{\psi}_{R_{2j+1}} - \hat{\psi}_{R_{2j-1}}) + \hat{Q}_{I_{2j}} (\hat{\psi}_{I_{2j+1}} - \hat{\psi}_{I_{2j-1}})] , \quad (2.55)$$

$$D\eta_\zeta = -\frac{\mu^2 \Delta p \exp(2k c_I t)}{4 (p_s - p_T)} \sum_{j=1}^J \eta_{\zeta 2j-1} [(\hat{\psi}_{R_{2j-1}})^2 + (\hat{\psi}_{I_{2j-1}})^2] , \quad (2.56)$$

$$DKb = -\frac{\mu^2 \Delta p \exp(2k c_I t)}{(p_s - p_T)} \left\{ \sum_{j=2}^{J-1} Kb_{2j-1} [\hat{\psi}_{R_{2j-1}} \frac{(\hat{\psi}_{R_{2j+1}} - \hat{\psi}_{R_{2j-3}})}{2 \Delta p} + \right. \\ \left. \hat{\psi}_{I_{2j-1}} \frac{(\hat{\psi}_{I_{2j+1}} - \hat{\psi}_{I_{2j-3}})}{2 \Delta p}] + \sum_{j=1}^{J-1} Kd_{2j-1} [\hat{\psi}_{R_{2j-1}} (\hat{\psi}_{R_{2j+1}} - \hat{\psi}_{R_b}) + \right. \\ \left. \hat{\psi}_{I_{2j-1}} (\hat{\psi}_{I_{2j+1}} - \hat{\psi}_{I_b})] \right\} , \quad (2.57)$$

$$D\eta_T = -\frac{f_0^2 \exp(2k c_I t)}{4 \Delta p (p_s - p_T)} \sum_{j=1}^{J-1} \frac{\eta_{T 2j}}{\sigma_{2j}} [(\hat{\psi}_{R_{2j+1}} - \hat{\psi}_{R_{2j-1}})^2 + (\hat{\psi}_{I_{2j+1}} - \hat{\psi}_{I_{2j-1}})^2] , \quad (2.58)$$

onde

$$Kb_{2j-1} = g M_{c 2j-1} \quad (2.59)$$

e

$$Kd_{2j-1} = \left(\frac{dKb}{dp} \right)_{2j-1} = g \left(\frac{dM_c}{dp} \right)_{2j-1} . \quad (2.60)$$

O termo de redistribuição vertical de energia cinética do distúrbio em diferenças finitas é dado por :

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \right\rangle = \frac{f_0 \exp(2kc_I t)}{4(p_s - p_T)} \sum_{j=1}^{J-2} \left\{ [\hat{\omega}_{R_{2j+2}}(\hat{\psi}_{R_{2j+3}} + \hat{\psi}_{R_{2j+1}}) + \hat{\omega}_{I_{2j+2}}(\hat{\psi}_{I_{2j+3}} + \hat{\psi}_{I_{2j+1}})] - [\hat{\omega}_{R_{2j}}(\hat{\psi}_{R_{2j+1}} + \hat{\psi}_{R_{2j-1}}) + \hat{\omega}_{I_{2j}}(\hat{\psi}_{I_{2j+1}} + \hat{\psi}_{I_{2j-1}})] \right\}, \quad (2.61)$$

Assim, neste caso, uma perturbação baroclínica instável cresce através da conversão de energia potencial disponível do estado básico e geração pela fonte de calor para energia potencial do distúrbio e desta para energia cinética turbulenta. A variação da energia potencial disponível do distúrbio depende do transporte meridional de calor, da geração pela fonte de calor e da dissipação pelo resfriamento, enquanto que a variação de energia cinética do distúrbio depende da circulação térmica vertical e da dissipação pelo atrito e pela fricção cúmulus. As trocas de energia podem ser visualizadas na Figura 2.2.

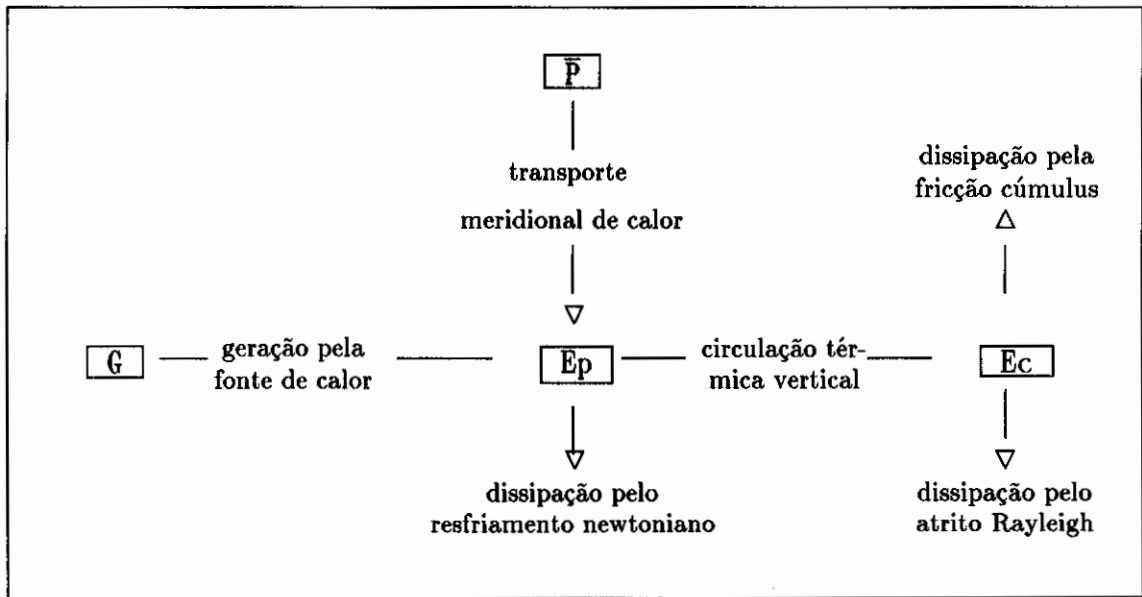


Fig. 2.2 - Esquema dos processos de conversão de energia para uma perturbação baroclínica em desenvolvimento.

CAPÍTULO 3

RESULTADOS

O objetivo deste capítulo é apresentar os resultados obtidos com o modelo apresentado no Capítulo 2. Foram realizados experimentos com e sem os efeitos de dissipação, e onde o efeito de liberação de calor latente é analisado variando-se sua intensidade e o seu perfil vertical. Utiliza-se o modelo com 18 camadas, sendo que o nível mais alto está em 100 hPa e o mais baixo em 1000 hPa.

Na seção 3.1 são mostrados os perfís dos efeitos de dissipação utilizados. Na seção 3.2 são mostrados diagramas de instabilidade usando perfil de vento zonal linear onde a inclusão dos efeitos de aquecimento e dissipação sobre as taxas de crescimento dos modos é analisada. São analisadas, também, as estruturas verticais dos modos instáveis para o cisalhamento linear com e sem o efeito de aquecimento (aqui usa-se o termo cisalhamento para designar $-dU/dp$). Na seção 3.3 é apresentado os perfís de temperatura e de vento zonal correspondente a região monsônica da Índia, é analisada a influência do aquecimento e dos termos de dissipação, verificando-se as características dos modos que aparecem para dois tipos de aquecimento e para casos com e sem os efeitos de dissipação. Na seção 3.4 estuda-se a distribuição vertical dos termos de conversão de energia.

3.1 - PERFÍS VERTICAIS ASSOCIADOS AOS EFEITOS DISSIPATIVOS

Na Figura 3.1 temos os perfís verticais associados aos efeitos dissipativos de fricção cúmulus, atrito e resfriamento newtoniano utilizados no modelo. A dissipação pela fricção cúmulus é representada pelos perfís mostrados nas Figuras 3.1.a e 3.1.b, que representam as Equações 2.59 e 2.60, respectivamente. O perfil referente ao efeito de atrito, Figura 3.1.c, que mostra a variação do parâmetro $\eta_{\zeta(p)}$ com a pressão tem seu máximo em baixos níveis e decai rapidamente com a diminuição da pressão. O perfil da dissipação pelo resfriamento, Figura 3.1.d, tem um máximo em 750 hPa e representa o

parametro $\eta_{T(p)}$.

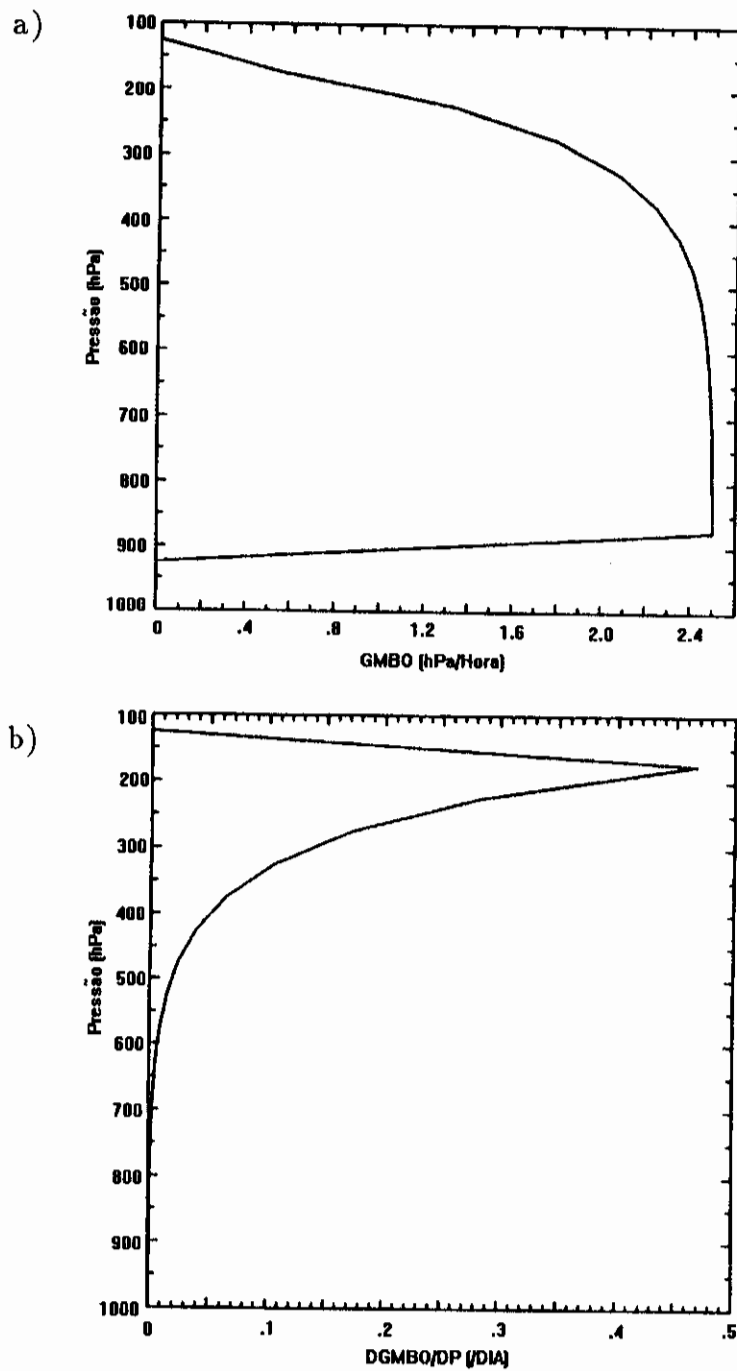


Fig. 3.1 - Perfil vertical da fricção cúmulus como K_b (a) e como K_d (b), do atrito (c) e do resfriamento newtoniano (d).

(continua)

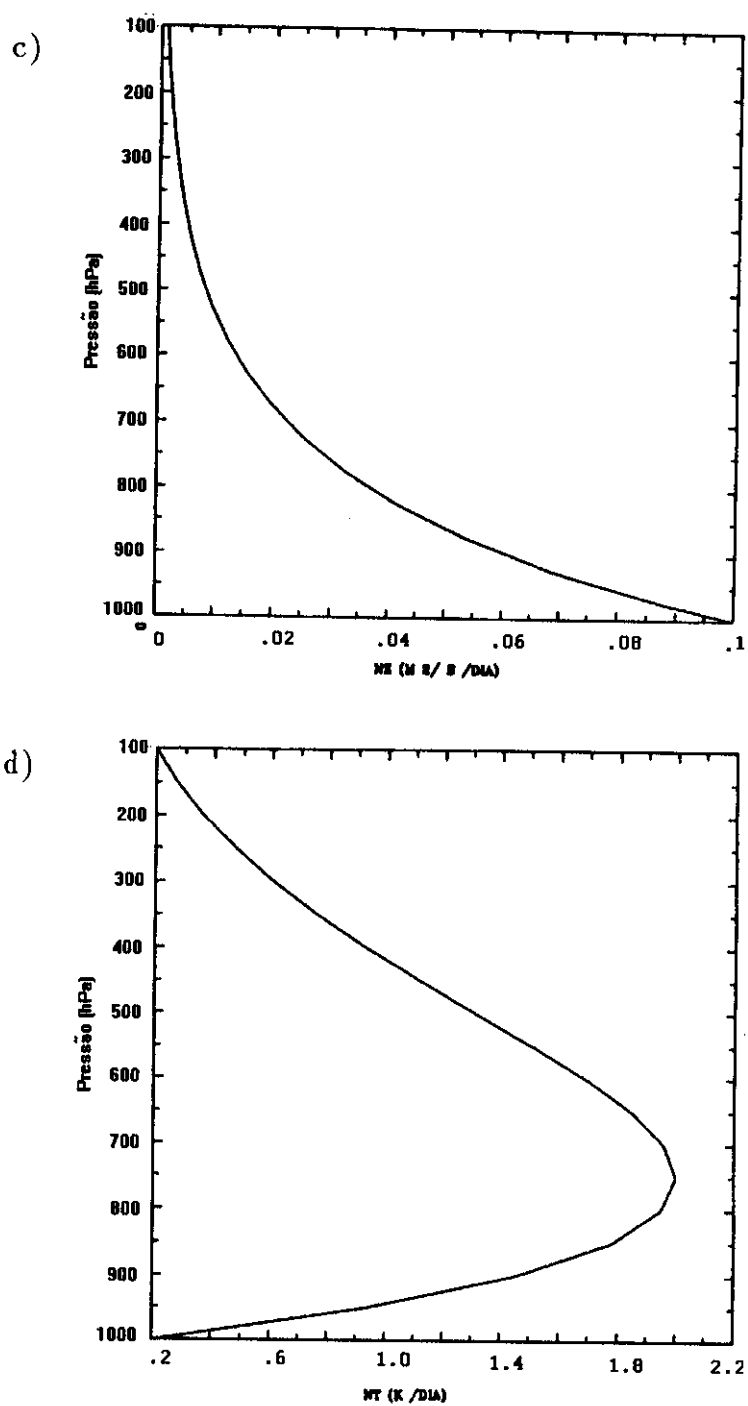


Fig. 3.1 - Conclusão.

3.2 - CISALHAMENTO LINEAR DO VENTO ZONAL E TVVT CONSTANTE

Os resultados apresentados nesta seção foram obtidos utilizando TVVT constante de -6.0 K/km considerando o vento zonal em superfície com valor nulo e variando linearmente com a pressão.

3.2.1 - INFLUÊNCIA DO AQUECIMENTO SOBRE OS MODOS INSTÁVEIS

A Figura 3.2 mostra o diagrama de instabilidade para o perfil de cisalhamento linear com a altura e sem aquecimento. Nota-se que para cisalhamentos positivos existem três regiões de instabilidade, uma entre 1000 e 2000 km, outra entre 2000 e 7000 km e uma outra em comprimentos de onda maiores que 7000 km. Na região de cisalhamentos verticais negativos vê-se que somente aparecem modos instáveis para valores muito grandes de cisalhamento.

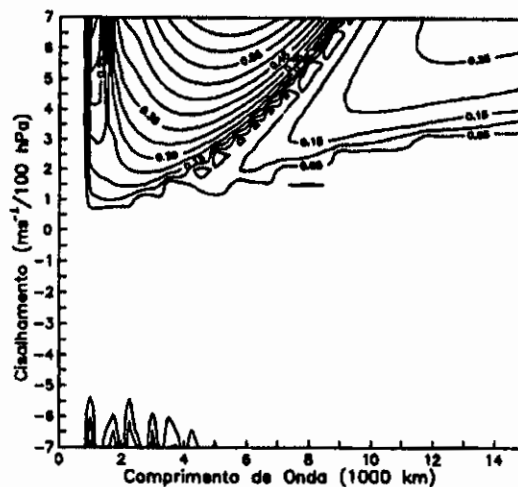


Fig. 3.2 - Diagrama de instabilidade para cisalhamento linear, TVVT constante (-6 K/km) e sem aquecimento cúmulus.
Intervalo entre as isolinhas: 0.05 dia^{-1} .

Para verificar a influência do aquecimento sobre os modos instáveis analisa-se diagramas de instabilidade para algumas intensidades de aquecimento e para os dois perfis verticais de aquecimento mostrados na Figura 3.3, com um máximo no nível de 400 hPa e se estende de 150 hPa a 900 hPa e com duplo máximo, um em 700 hPa

com a mesma intensidade do segundo máximo em 350 hPa. Foram obtidos diagramas de instabilidade para vários valores de intensidade de aquecimento desde 0.1 K/hPa até 1 K/hPa. São apresentados apenas aqueles que mostram alguma diferença significativa em relação ao diagrama com intensidade de aquecimento menor.

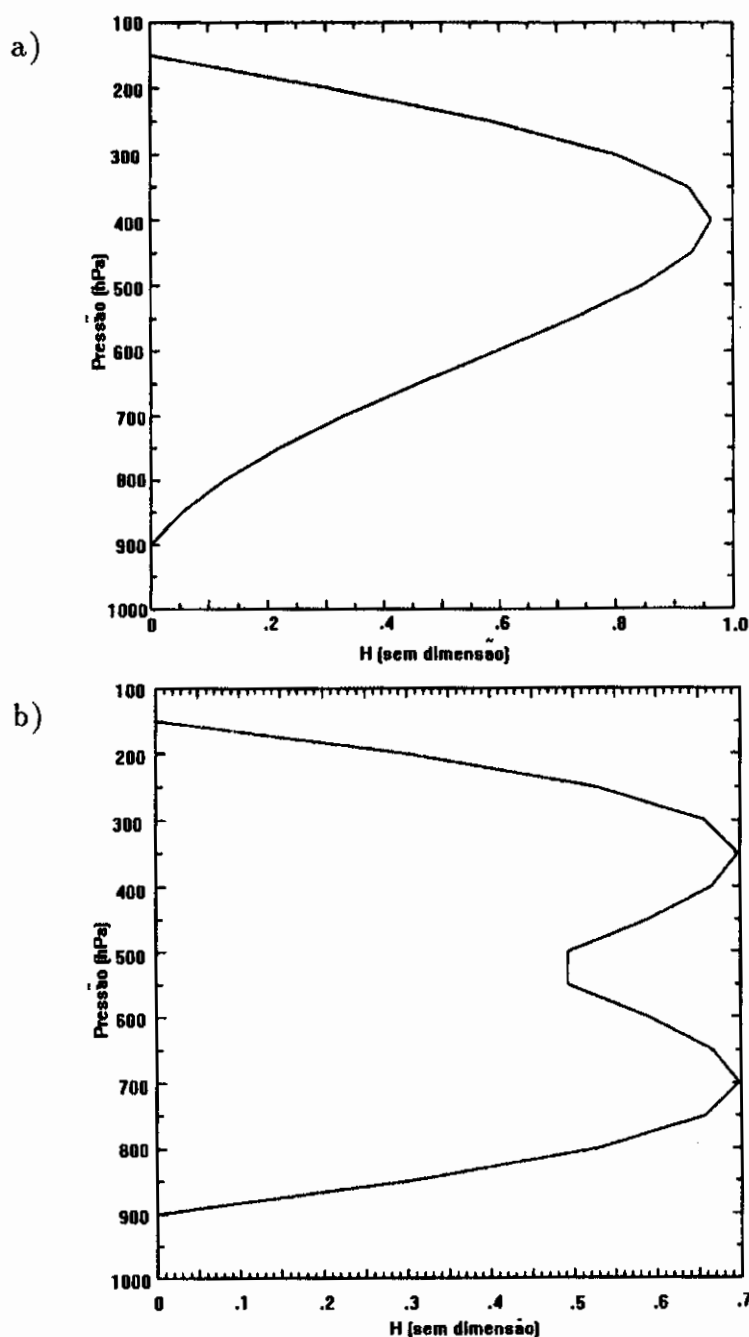


Fig. 3.3 - Perfil vertical de aquecimento com único máximo (a) e com dois máximos (b).

Na Figura 3.4 tem-se os diagramas de instabilidade para intensidades de aquecimento de 0.2, 0.6, 0.7 e 0.8, onde o perfil de aquecimento tem duplo máximo (Figura 3.3.b). Nota-se que a inclusão do aquecimento instabiliza regiões de cisalhamento negativo. Aí surgem dois modos instáveis com taxas de crescimento consideráveis (Figura 3.4.a), uma com modo mais instável entre 2000 e 3000 km e a outra com máxima instabilidade entre 7000 e 8000 km para intensidade de aquecimento 0.2 K/hPa e cisalhamento menor que $-4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$. Nos diagramas com intensidade de aquecimento maiores (Figuras 3.4.b, c e d), nota-se que estes modos de máximas taxas de crescimento passam para comprimentos de ondas menores. Vê-se, também, que há uma estabilização dos modos mais curtos, modos de Charney, e um aumento na taxa de crescimento dos modos mais longos, modos de Green. Na região de cisalhamento positivo, para $\epsilon=0.2 \text{ K/hPa}$ desaparece a região de modos de Charney, entre 1000 e 2000 km, existente para o caso sem aquecimento (Figura 3.2). Os modos de Green têm máxima taxa de crescimento em comprimentos de onda mais curtos do que no caso seco. Porém, com $\epsilon=0.6 \text{ K/hPa}$ reaparece a região de modos de Charney entre 100 e 2000 km com taxas de crescimento maiores que as taxas dos modos de Green. Quando o aquecimento passa de $\epsilon=0.7 \text{ K/hPa}$ para $\epsilon=0.8 \text{ K/hPa}$ as taxas de crescimento de todos os modos na região de cisalhamento positivo são reduzidas. Bonatti e Rao (1987) rodaram o modelo sobre um plano f ($\beta=0$) e com estabilidade estática constante ($\sigma=0.04 \text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{hPa}^{-2}$) variando-se a intensidade do aquecimento. Seus resultados mostraram que há um aumento da taxa de crescimento com o aumento da intensidade do aquecimento e o comprimento do modo mais instável diminui. Nota-se que os resultados obtidos para os parâmetros aqui usados não mostram estas características.

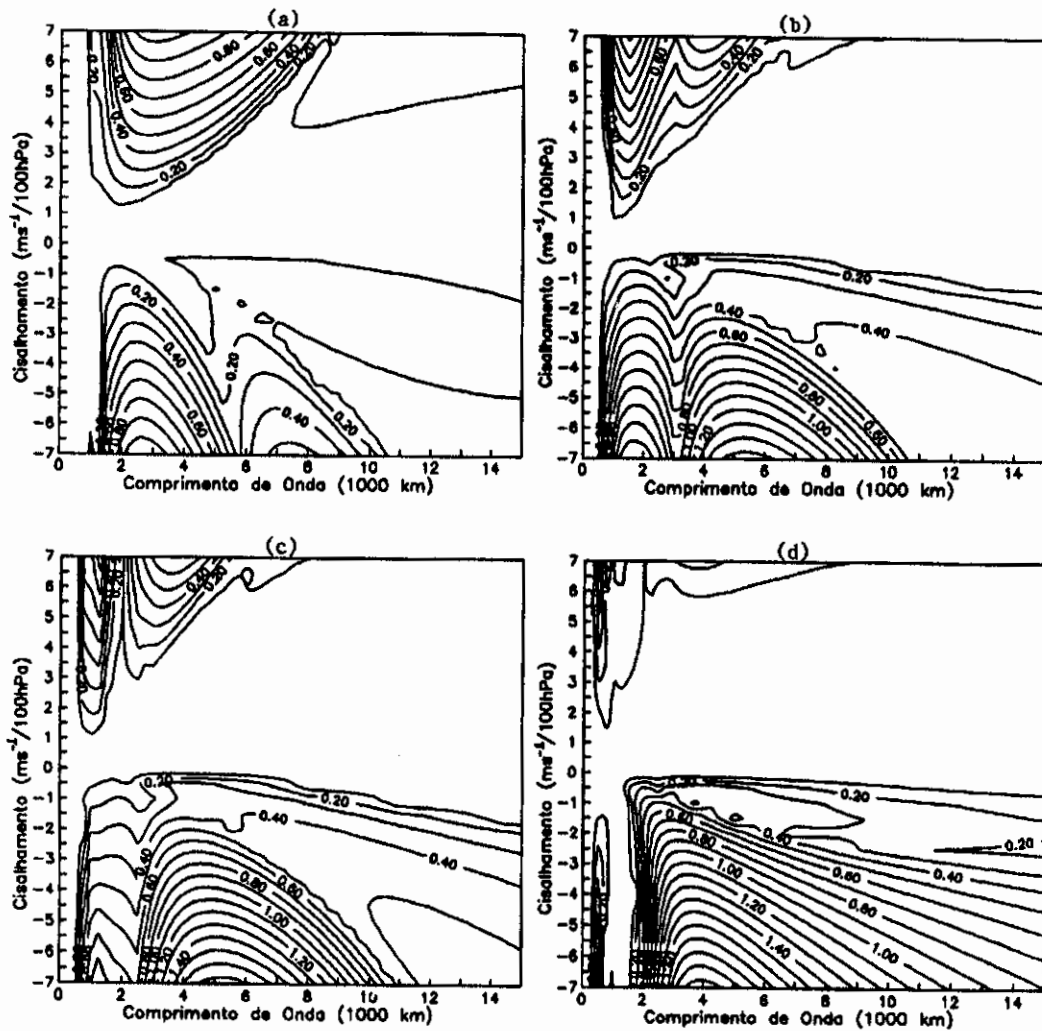


Fig. 3.4 - Diagramas de instabilidade para aquecimento com duplo máximo, TVVT constante (-6 K/km) e cisalhamento linear, com (a) $\epsilon=0.2 \text{ K/hPa}$, (b) $\epsilon=0.6 \text{ K/hPa}$, (c) $\epsilon=0.7 \text{ K/hPa}$ e (d) $\epsilon=0.8 \text{ K/hPa}$.

Intervalo entre as isolinhas: 0.1 dia^{-1} .

A Figura 3.5 mostra diagramas de instabilidade para o perfil de aquecimento com único máximo em 400 hPa como o mostrado na Figura 3.3.a. Os modos instáveis de Charney para cisalhamentos negativos surgem apenas em uma estreita faixa de comprimento de onda localizada em 1000 km para cisalhamento muito forte, ao contrário do que ocorre com o perfil com duplo máximo, que para alguns valores de ϵ estes modos são os mais instáveis. Os modos de Green para este perfil

de aquecimento também são desestabilizados na região de cisalhamento negativo. Para cisalhamento positivo nota-se que o aumento da intensidade do aquecimento estabiliza tanto modos de Green, os mais instáveis, quanto os modos de Charney. Para $\epsilon=0.2$ K/hPa os modos de Charney entre 1000 e 2000 km aparecem bem separados dos modos de Green, que ficam entre 4000 e 9000 km.

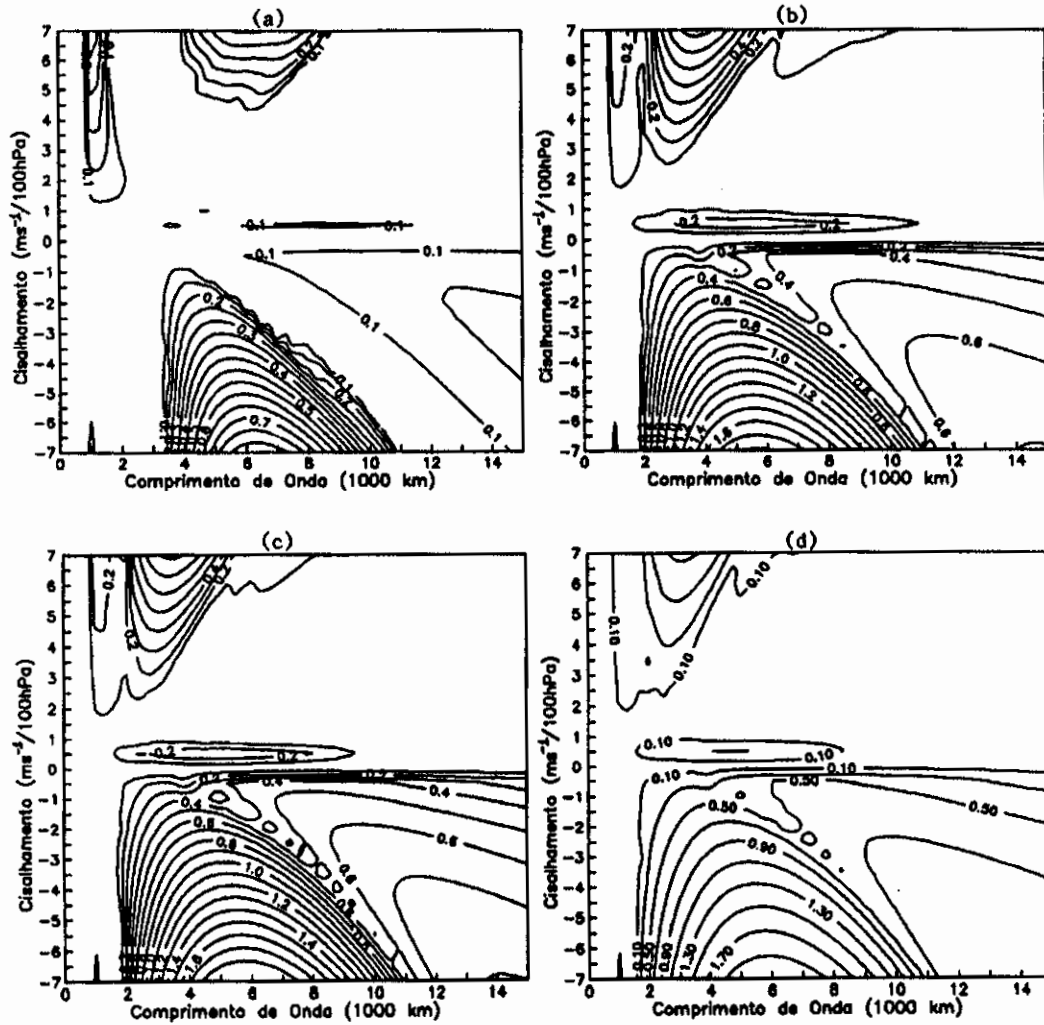


Fig. 3.5 - Diagramas de instabilidade para aquecimento com único máximo, TVVT constante (-6 K/km) e cisalhamento linear, com (a) $\epsilon=0.2$ K/hPa, (b) $\epsilon=0.6$ K/hPa, (c) $\epsilon=0.7$ K/hPa e (d) $\epsilon=0.8$ K/hPa.

O intervalo entre as isolinhas é de 0.05 dia^{-1} (a), 0.1 dia^{-1} (b) e (c) e 0.2 dia^{-1} (d).

Vê-se que o perfil de aquecimento com duplo máximo na vertical favorece o crescimento dos modos de Charney. Para cisalhamento positivo eles são os mais instáveis para todas as intensidades de aquecimento. Com cisalhamento negativo os modos mais instáveis para intensidade de aquecimento maior ou igual a 0.6 K/hPa são modos de Green. Porém, há modos de Charney instáveis, o que não ocorre com o perfil com único máximo. É provável que o máximo de aquecimento em baixos níveis (700 hPa) favoreça o crescimento dos modos com pequena extensão vertical (modos de Charney).

3.2.2 - INFLUÊNCIA DOS EFEITOS DE DISSIPACÃO SOBRE AS TAXAS DE CRESCIMENTO

A Figura 3.6 mostra os diagramas de instabilidade para o perfil de aquecimento mostrado na Figura 3.3.a. Na Figura 3.7 temos os diagramas de instabilidade para o perfil de aquecimento mostrado na Figura 3.3.b que apresenta duplo máximo na vertical. A intensidade do parametro de aquecimento utilizado é 0.4 K/hPa. Este valor foi escolhido pois com ele claras variações podem ser observadas nos diagramas de instabilidade quando incorporou-se os efeitos dissipativos. Nota-se que com o perfil de aquecimento de duplo máximo para cisalhamento de leste obtem-se modos instáveis em comprimentos de onda com aproximadamente 2000 km. Para o perfil com único máximo, nesse mesmo cisalhamento, os modos mais instáveis têm comprimentos de onda entre 5000 e 6000 km. Para cisalhamento positivo e perfil de aquecimento com duplo máximo o modo mais instável também está em uma faixa de comprimento de onda menor e tem taxa de crescimento maior que o modo mais instável para o perfil de aquecimento de simples máximo.

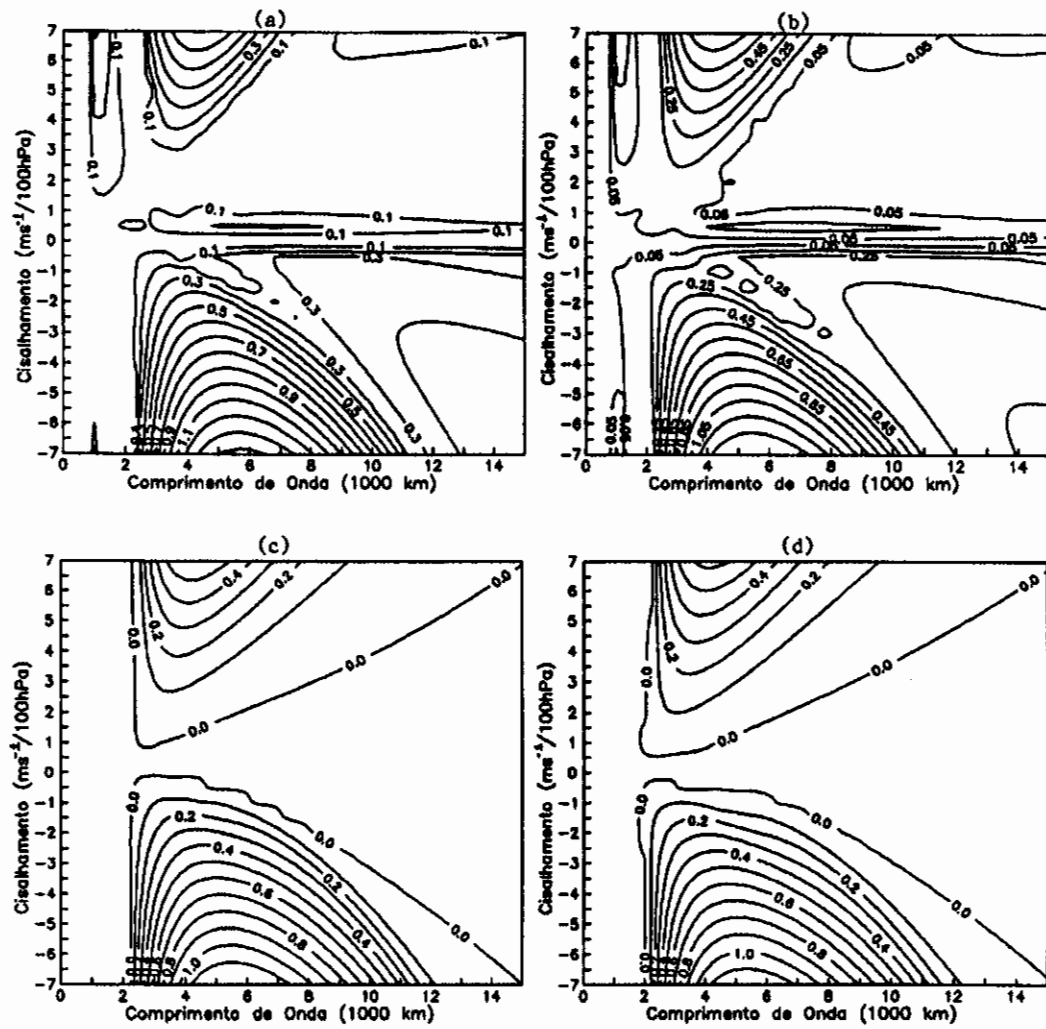


Fig. 3.6 - Diagramas de instabilidade para aquecimento com único máximo, $\epsilon=0.4$ K/hPa, TVVT constante (-6 K/km) e cisalhamento linear. (a) sem efeitos dissipativos, (b) com fricção cúmulus, (c) com atrito e resfriamento newtoniano e (d) com fricção cúmulus, atrito e resfriamento newtoniano. O intervalo entre as isolinhas é de 0.1 dia^{-1} .

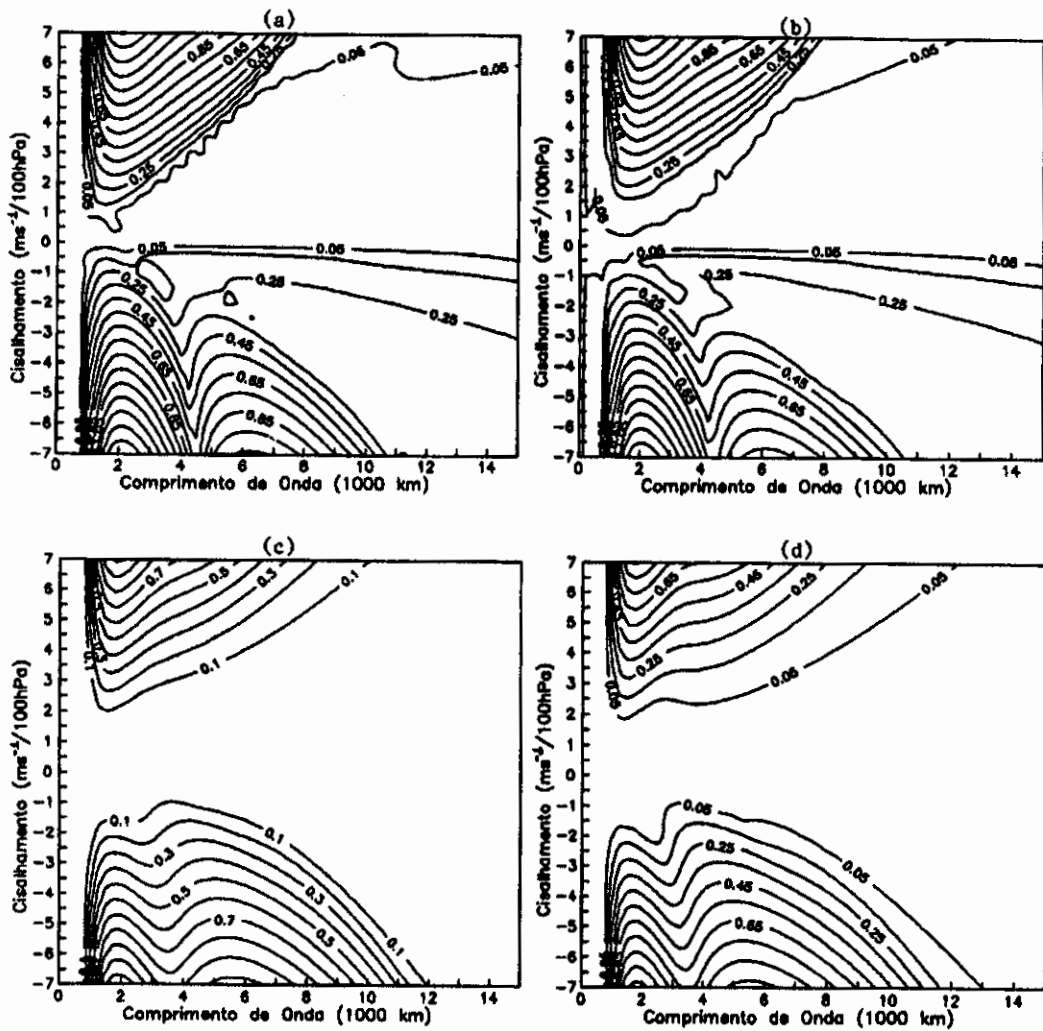


Fig. 3.7 - Diagramas de instabilidade para aquecimento com duplo máximo, $\epsilon=0.4$ K/hPa, TVVT constante (-6 K/km) e cisalhamento linear. (a) sem efeitos dissipativos, (b) com fricção cúmulos, (c) com atrito e resfriamento newtoniano e (d) com fricção cúmulos, atrito e resfriamento newtoniano.

0 intervalo entre as isolinhas é de 0.1 dia^{-1} .

Quanto aos efeitos de atrito, fricção cúmulos e resfriamento (Figuras 3.6.b, c, d, 3.7.b, c e d), pode-se dizer que para os dois perfis de aquecimento a fricção cúmulos diminui a taxa de crescimento de todos os modos, porém instabiliza modos com comprimento de onda menores que 1000 km. O resfriamento e o atrito estabilizam

modos instáveis para fracos cisalhamentos verticais e os modos com pequenos comprimentos de onda. Nota-se, porém, que para o caso com duplo máximo, a inclusão dos efeitos de atrito e resfriamento faz com que o modo mais instável passe de comprimentos de onda da ordem de 2000 km para comprimentos da ordem de 4000 a 5000 km para cisalhamentos de 0 a $-4.5 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$. Portanto, os efeitos de atrito e resfriamento alteram, para este tipo de aquecimento, a seleção do modo mais instável. Quando todos os efeitos dissipativos são incorporados, tanto para o perfil de aquecimento com um máximo quanto para o perfil com duplo máximo (Figuras 3.6.d e 3.7.d) as taxas de crescimento praticamente são as mesmas do caso com atrito e resfriamento, mostrando que a fricção cúmulus tem influência pequena comparada a dos outros efeitos dissipativos.

Analisando os diagramas de instabilidade com intensidade de aquecimento de 0.4 K/hPa sem efeitos dissipativos para o caso com único e com duplo máximo, Figuras 3.6.a e 3.7.a, nota-se que o caso com duplo máximo tem duas regiões instáveis para cisalhamentos negativos. Uma destas em comprimentos de onda de 1000 a 4500 km e outra, de 4500 a 8000 km, aproximadamente, dependendo do cisalhamento. Há, também uma terceira região instável para este cisalhamento e tipo de aquecimento que tem taxas de crescimento significativamente menores que as duas primeiras e está localizada em comprimentos de onda muito longos, acima de 8000 km. Para o caso com único máximo no perfil de aquecimento em cisalhamentos negativos, surge apenas uma região com taxas de crescimento significantes com comprimento de onda mais instável entre 3000 e 6000 km, dependendo do valor do cisalhamento. Nota-se também, para esta intensidade de aquecimento, que o perfil com único máximo em 400 hPa não desestabiliza modos curtos para cisalhamentos negativos.

3.2.3 - ESTRUTURA VERTICAL DOS MODOS INSTÁVEIS

Na Figura 3.8 tem-se a estrutura dos modos instáveis para comprimento de onda de 1112 km e 4250 km para o cisalhamento linear de $4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$ do caso sem aquecimento, cujo diagrama de instabilidade é mostrado na Figura 3.2. Identificamos o primeiro modo como modo de Charney, pois tem sua estrutura confinada a baixa troposfera e pertence aos modos instáveis mais curtos. O segundo modo apresenta uma maior extensão vertical da função de corrente e uma defasagem de aproximadamente 90° entre os valores de baixos níveis com os valores de médios e altos níveis. Nota-se que há uma tendência de formação de um máximo próximo ao nível de 750 hPa. A existência de dois máximos na estrutura da função de corrente é uma característica dos modos de Green. Apesar desta estrutura também ser semelhante a estrutura do modo de Charney da Figura 3.2.a, devido ao seu comprimento de onda (maior que 4000 km) e à tendência do aparecimento do 2º máximo, classifica-se este como modo de Green.

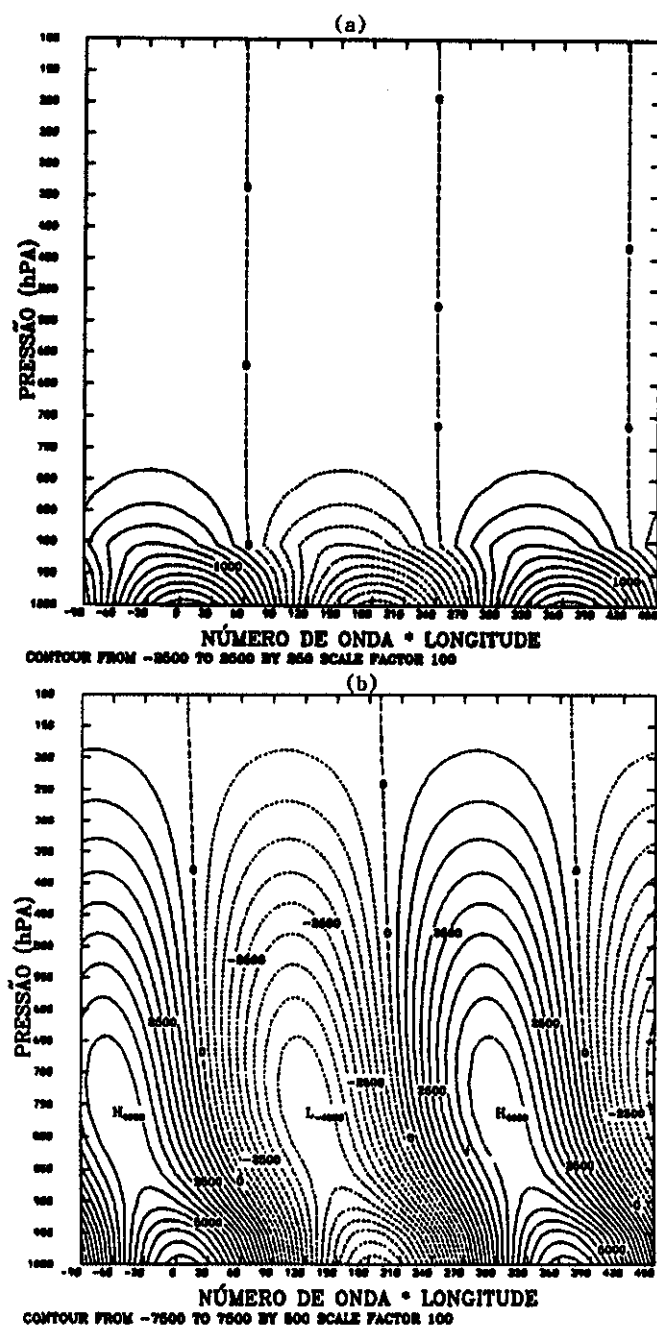


Fig. 3.8 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} para o modo de comprimento de onda de 1112 km (a), de 4250 km (b) e de 9900 km (c) para o caso sem aquecimento.

(continua)

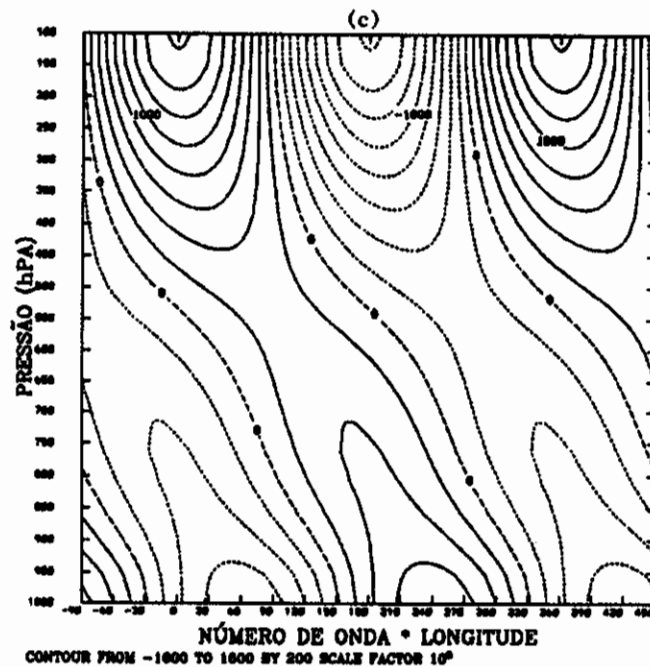


Fig. 3.8 - Conclusão.

A estrutura do modo em 9900 km mostrada na Figura 3.8.c tem uma grande extensão vertical, uma grande inclinação de fase para oeste com a altura e seu máximo está em altos níveis. Também identificamos este modo com modo de Green.

Essas três estruturas apresentadas têm inclinação de fase para oeste com a altura. Para este cisalhamento (positivo) isto indica que há conversão positiva de energia potencial disponível do distúrbio para energia cinética.

A Figura 3.9 mostra as estruturas da função de corrente para três modos instáveis para o perfil de aquecimento com duplo máximo e $\epsilon=0.4$ K/hPa, sem efeitos dissipativos. A primeira estrutura, Figura 3.9.a, pertence a primeira região instável com cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$ (Figura 3.7.a), tem comprimento de onda de 2050 km e velocidade de fase de -17.4 ms^{-1} . Este modo apresenta uma grande extensão vertical apesar de ser um modo curto isto se deve ao máximo de aquecimento em 350 hPa, porém seu máximo e os valores mais intensos

de desvio da função de corrente estão abaixo do nível de 450 hPa. Assim, este é um modo de Charney para cisalhamento negativo desestabilizado por aquecimento cúmulus. A segunda estrutura, Figura 3.9.b, se refere ao modo mais instável para cisalhamento de $4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$, é um modo de Charney, tem comprimento de onda de 1975 km e velocidade de fase de 15 ms^{-1} e é muito similar à primeira estrutura, apenas com inclinação de fase invertida. O primeiro modo (Figura 3.9.a) tem inclinação de fase para oeste com a altura e o segundo (Figura 3.9.b) para leste acima de 400 hPa. Para estes cisalhamentos (negativo e positivo, respectivamente) estas inclinações indicam contribuição negativa de energia potencial para cinética. Porém, os valores são relativamente menores que em níveis mais baixos, onde a inclinação de fase da estrutura de função de corrente favorece o crescimento do distúrbio. Segundo Moorthi e Arakawa (1985) esta inclinação de fase em altos níveis é esperada pois a contribuição negativa de vorticidade devido a divergência a frente da baixa deve ser compensada pela advecção positiva de vorticidade, que faz com que a baixa em altos níveis esteja aproximadamente em fase com a baixa em baixos níveis.

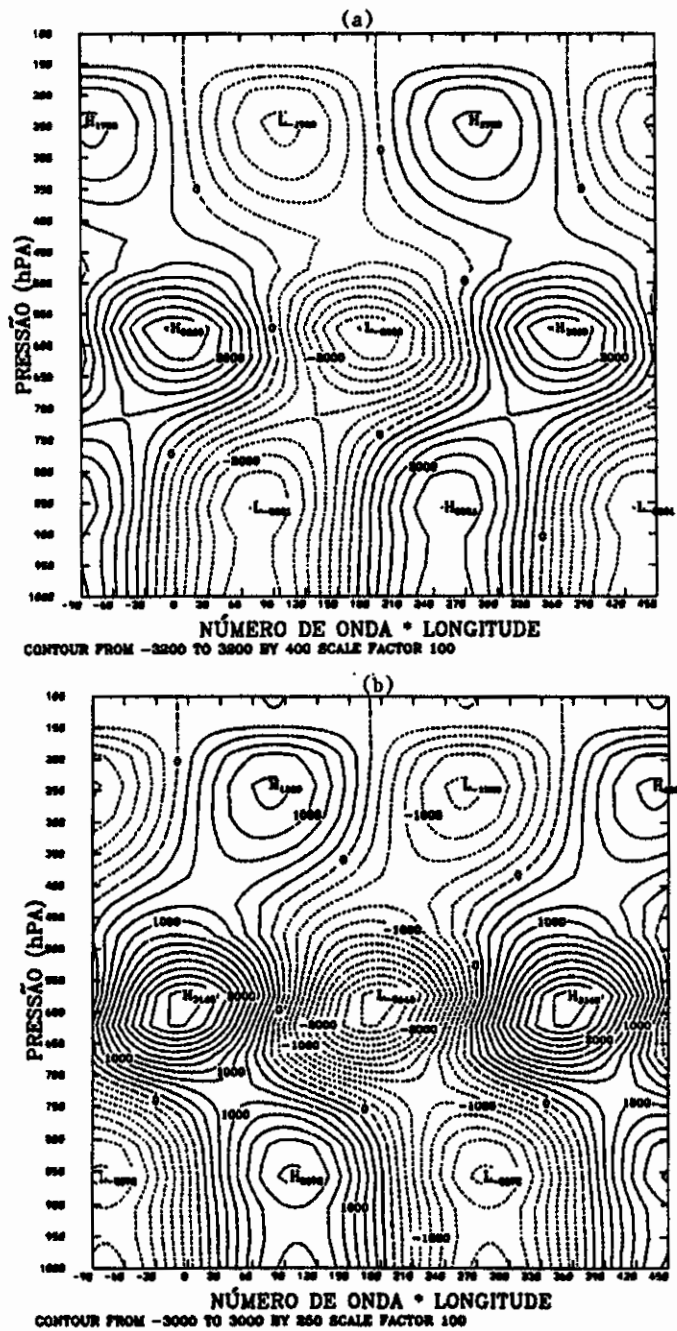


Fig. 3.9 - Estrutura da função de corrente em m^2s^{-1} para um modo com 2050 km e cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$ (a), para um modo com 1975 km e cisalhamento de $4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$ (b) e para um modo com 5625 km e cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$ (c), para aquecimento de 0.4 K/hPa com dois máximos de mesma intensidade.

(continua)

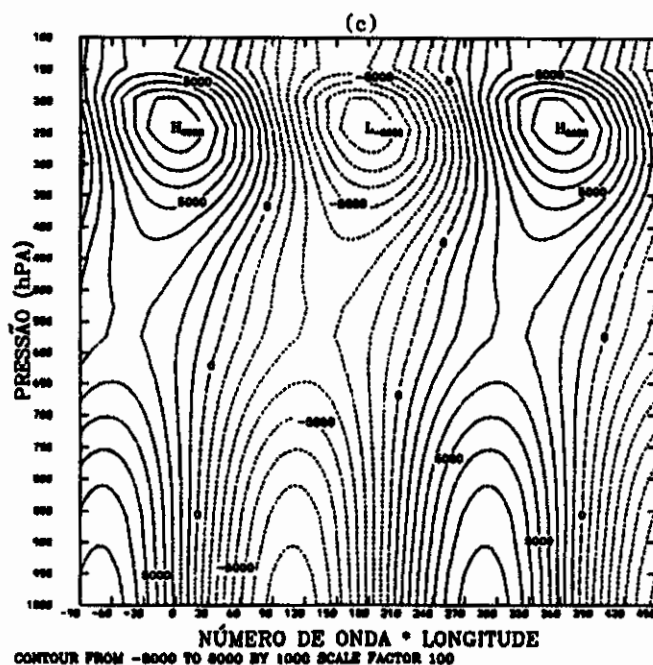


Fig. 3.9 - Conclusão.

A Figura 3.9.c mostra a estrutura para o modo com comprimento de onda de 5625 km e velocidade de fase -31 ms^{-1} com cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$. Este modo pertence à segunda região de modos instáveis para cisalhamentos negativos. A função de corrente possui uma grande extensão vertical e seu máximo principal se encontra na alta troposfera. Nota-se que há uma inclinação de fase para leste com a altura por quase toda troposfera, indicando uma conversão positiva de energia baroclínica para cisalhamento negativo. Os valores na baixa troposfera têm uma defasagem de aproximadamente 90° em relação ao máximo da alta troposfera. Este é um modo de Green para cisalhamento negativo.

As estruturas da função de corrente dos modos mais instáveis dos diagramas de instabilidade das Figuras 3.6 e 3.7, para cisalhamentos de $4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$ e $-4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$, com $\epsilon=0.4 \text{ K/hPa}$ também foram analisadas e são mostradas na Figura 3.10 e 3.11, respectivamente. Todas as estruturas verticais mostradas na Figura 3.10 são semelhantes, exceto aquelas referentes aos casos com cisalhamento negativo têm inclinação para leste com a altura abaixo de 300 hPa e aquelas referentes ao cisalhamento positivo têm inclinação

para oeste. Elas apresentam seu máximo na alta troposfera, entre 200 e 300 hPa para cisalhamento negativo e entre 250 e 350 hPa para cisalhamento positivo. Nota-se que todas as estruturas para cisalhamento negativo mantêm um máximo secundário em baixos níveis (Figura 3.10.b, d e f). Apenas o caso que inclui apenas fricção cúmulus para cisalhamento positivo (Figura 3.10.a) mantém um pequeno máximo em baixos níveis que desaparece ao incluir o atrito e o resfriamento (Figuras 3.10.c e e).

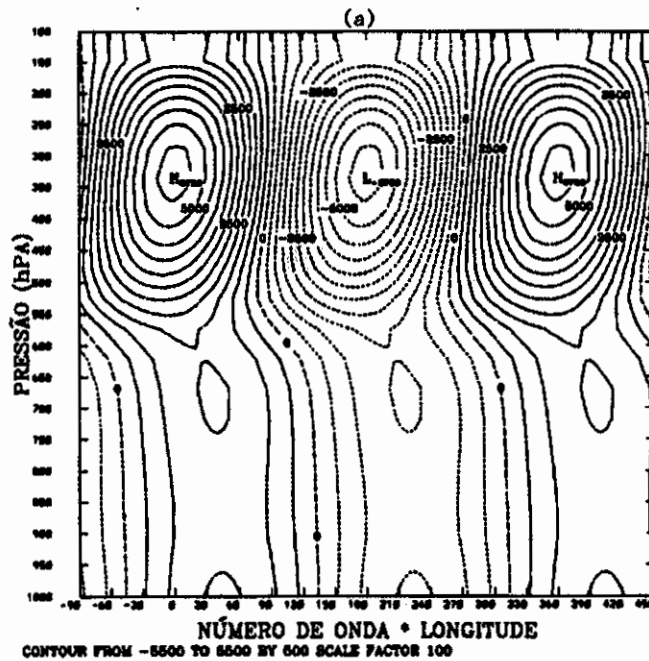


Fig. 3.10 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} do modo mais instável para o caso (a) com fricção cúmulus, cisalhamento de $4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=3600 \text{ km}$, (b) com fricção cúmulus, cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=4925 \text{ km}$, (c) com atrito, resfriamento newtoniano, cisalhamento de $4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=3775 \text{ km}$, (d) com atrito, resfriamento newtoniano, cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=5150 \text{ km}$, (e) com todos os efeitos dissipativos, cisalhamento de $4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=3625 \text{ km}$ e (f) com todos os efeitos dissipativos, cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=4875 \text{ km}$ para aquecimento com único máximo.

(continua)

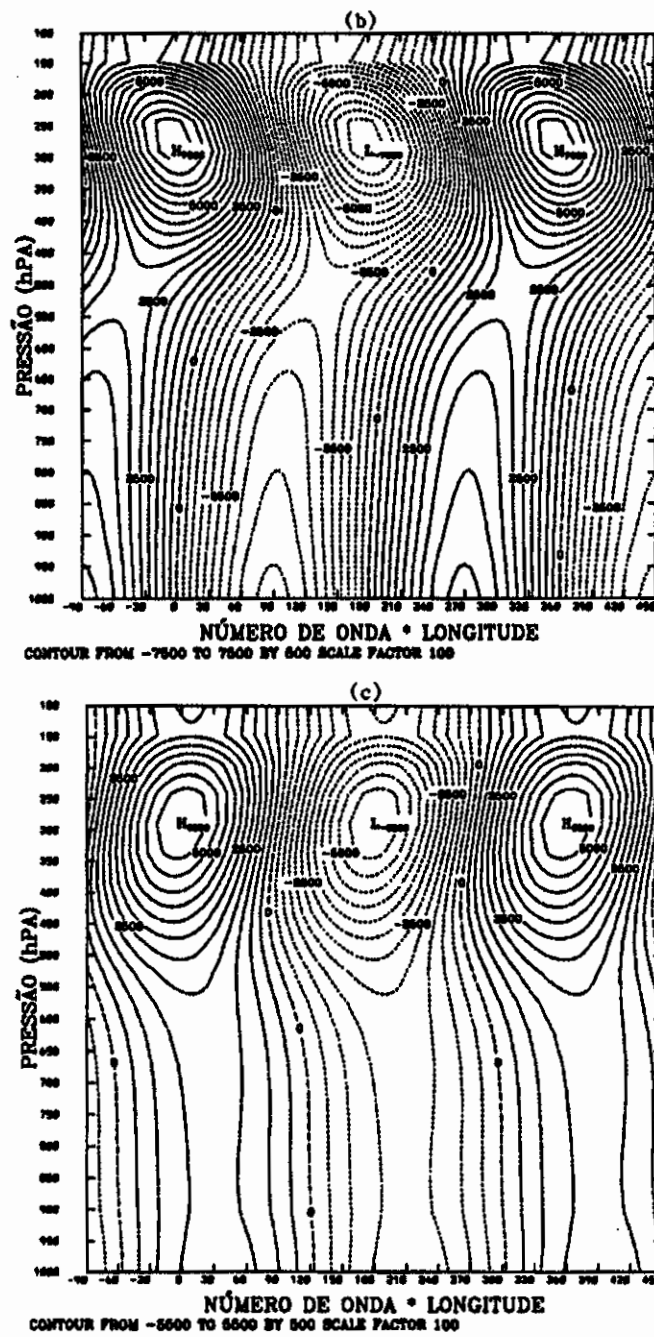


Fig. 3.10 - Continuação.

(continua)

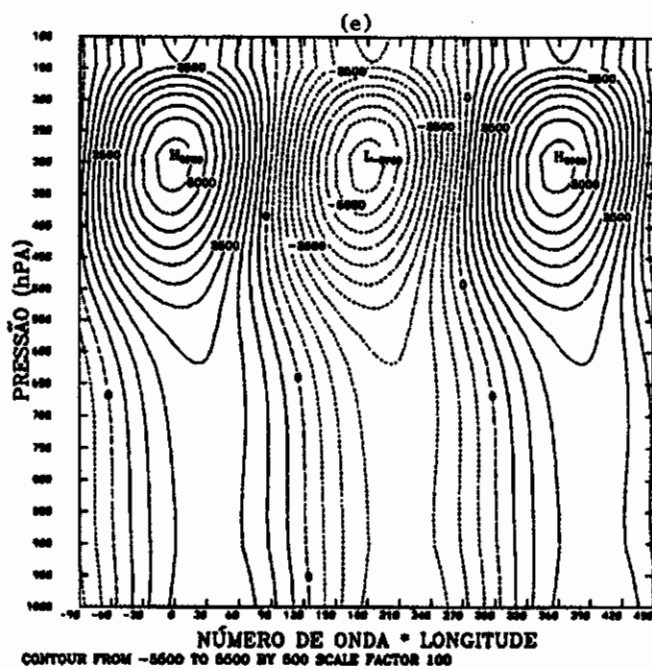
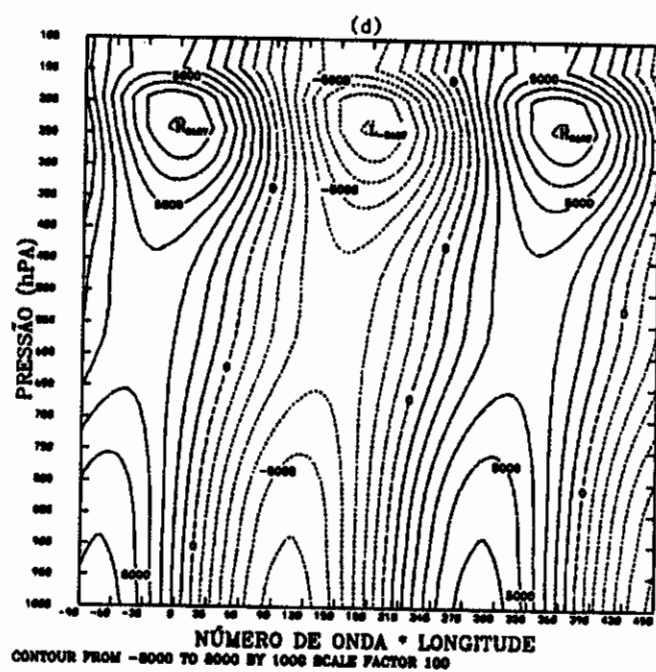


Fig. 3.10 - Continuação.

(continua)

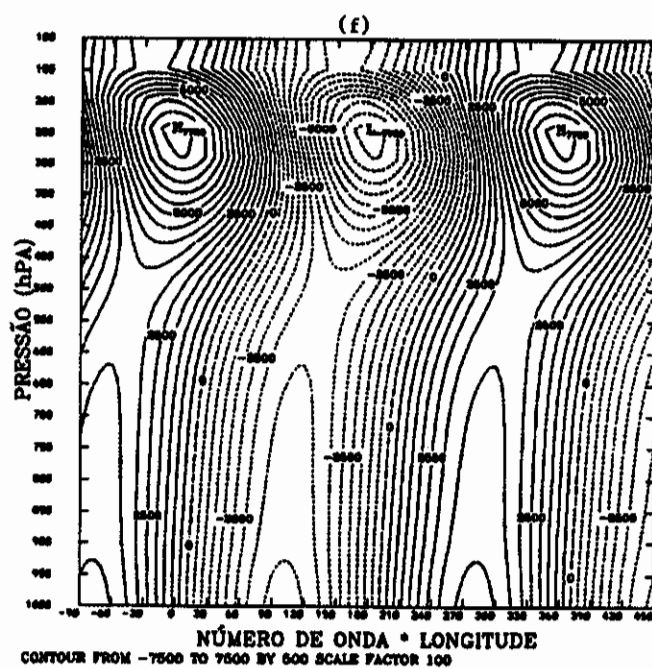


Fig. 3.10 - Conclusão.

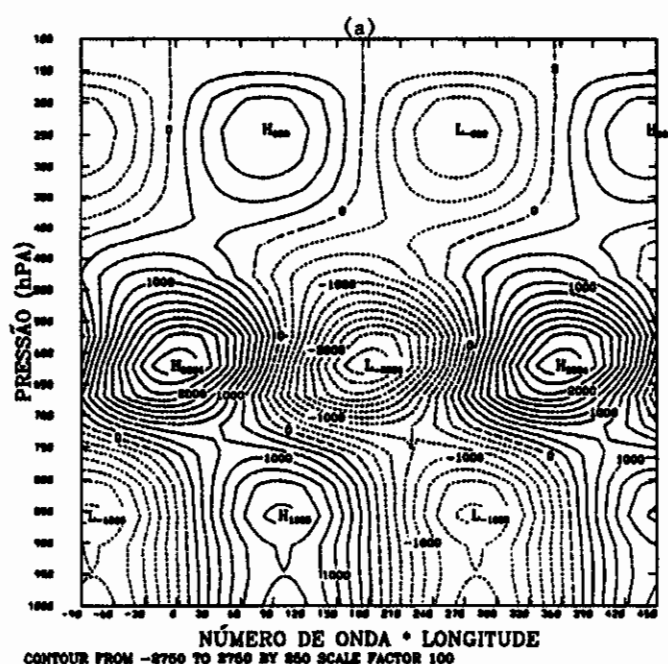


Fig. 3.11 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} do modo mais instável para o caso (a) com fricção cúmulus, cisalhamento de $4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=1875 \text{ km}$, (b) com fricção cúmulus, cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=1975 \text{ km}$, (c) com atrito, resfriamento newtoniano, cisalhamento de $4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=1700 \text{ km}$, (d) com atrito, resfriamento newtoniano, cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=5125 \text{ km}$, (e) com todos os efeitos dissipativos, cisalhamento de $4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=1600 \text{ km}$ e (f) com todos os efeitos dissipativos, cisalhamento de $-4 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$ e $L=4950 \text{ km}$ para aquecimento com duplo máximo.

(continua)

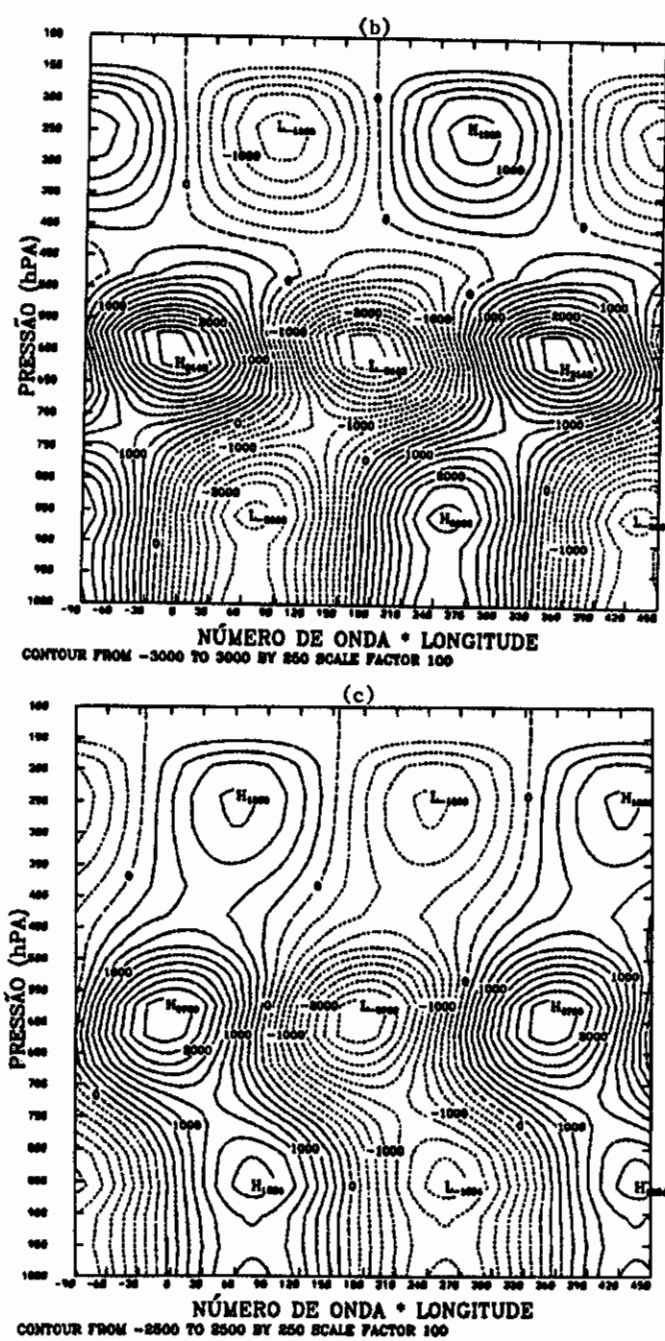


Fig. 3.11 - Continuação.

(continua)

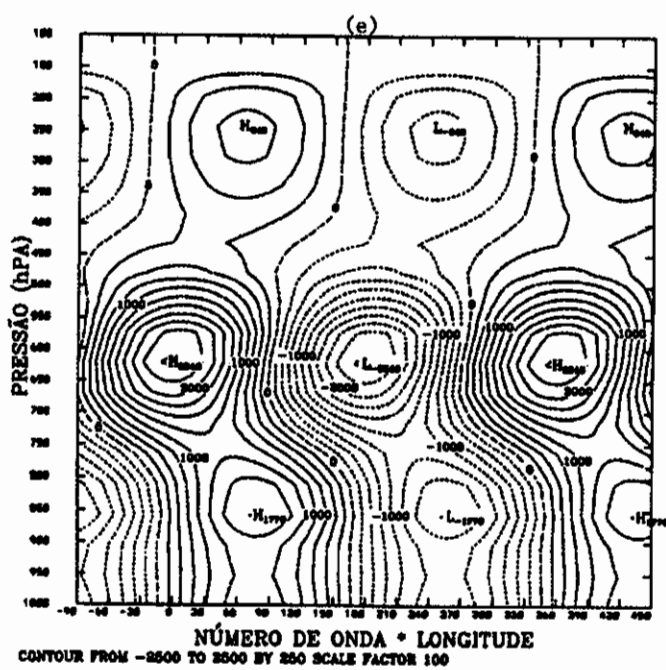
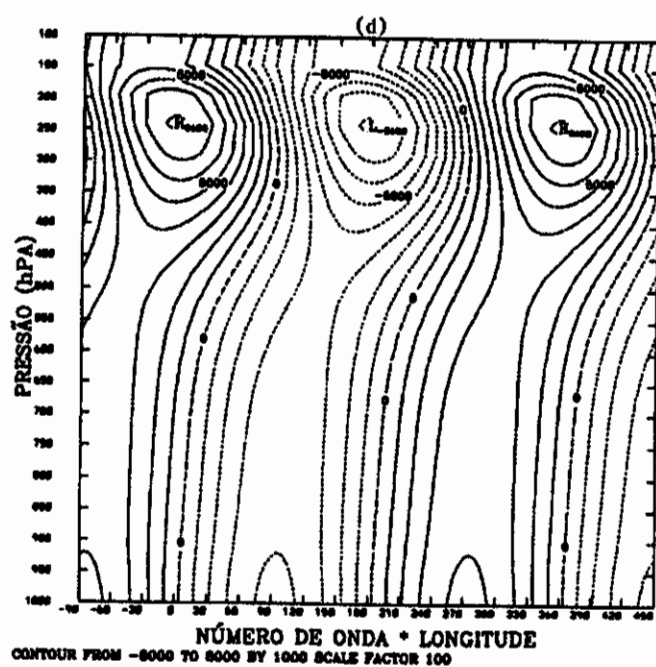


Fig. 3.11 - Continuação.

(continua)

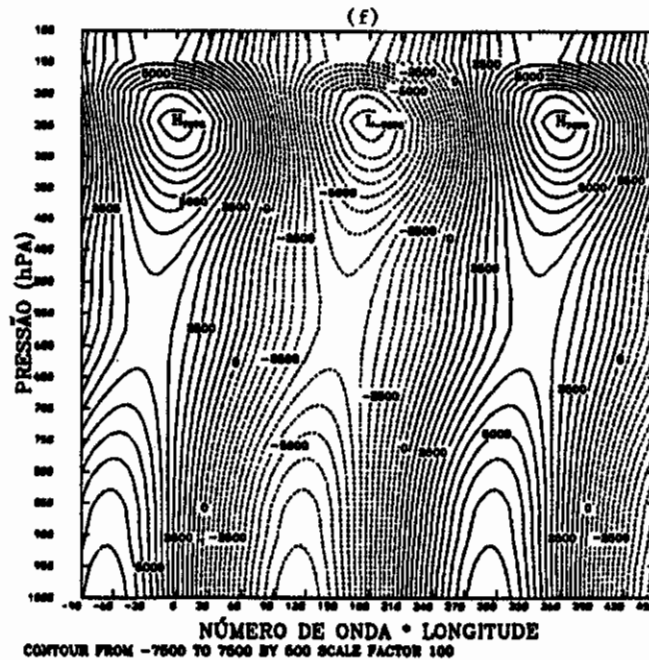


Fig. 3.11 - Conclusão.

As estruturas da função de corrente apresentadas na Figura 3.11.a, b, c e e têm máximos localizados abaixo do nível de 550 hPa. A inclinação de fase com a altura (que indica conversão de energia potencial disponível para cinética), para leste com cisalhamentos negativos e para oeste com cisalhamentos positivos, está também localizada abaixo de 550 hPa, onde os valores de função de corrente são mais significativos. Devido a extensão do aquecimento, as estruturas vão além deste nível, porém com inclinação de fase oposta a observada em baixos níveis. Vê-se que elas são semelhantes aos modos de Charney cujas estruturas foram apresentadas nas Figuras 3.9.a e b, modos com cisalhamento negativo e com cisalhamento positivo, respectivamente. Os modos cujas estruturas são apresentadas nas Figuras 3.11.d e f têm máximo de função de corrente em altos níveis e comprimento de onda de 5125 e 4950 km, respectivamente, podendo, assim, ser reconhecidos como modos de Green. Como o cisalhamento é negativo, a inclinação de fase para leste das suas estruturas implica em um aumento da energia cinética destes modos. Analisando as Figuras 3.10 e 3.11, nota-se que a inclusão dos efeitos dissipativos não

altera a estrutura dos modos, ou seja, se um modo, em um dado comprimento de onda, teve características de um modo de Charney ou de Green, ao incluir dissipação, o modo com este comprimento continua basicamente com as mesmas características.

O atrito e o resfriamento podem, quando incorporados ao modelo, atenuar a taxa de crescimento dos modos de Charney de forma que o modo mais instável seja um modo de Green. Viu-se através dos perfís dos efeitos dissipativos (Figura 3.1) que o atrito e o resfriamento têm seus valores máximos em baixos níveis, não surprendendo o fato de que eles afetem mais fortemente os modos com grande amplitude em baixos níveis, modos de Charney, causando pouca alteração nas taxas de crescimento dos modos de Green.

3.3 - APLICAÇÃO DO MODELO A REGIÃO MONSÔNICA DA ÍNDIA

Nesta seção apresenta-se um estudo sobre os distúrbios que surgem na região monsônica na estação de verão. Para tanto rodou-se o modelo com o estado básico de escoamento zonal, obtido através da Figura 15 de Moorthi e Arakawa (1985), e de temperatura, obtido através da Figura 1.b de Miskra e Salvekar (1980) referentes a esta região. Os perfís de escoamento zonal e temperatura são apresentados na Figura 3.12.

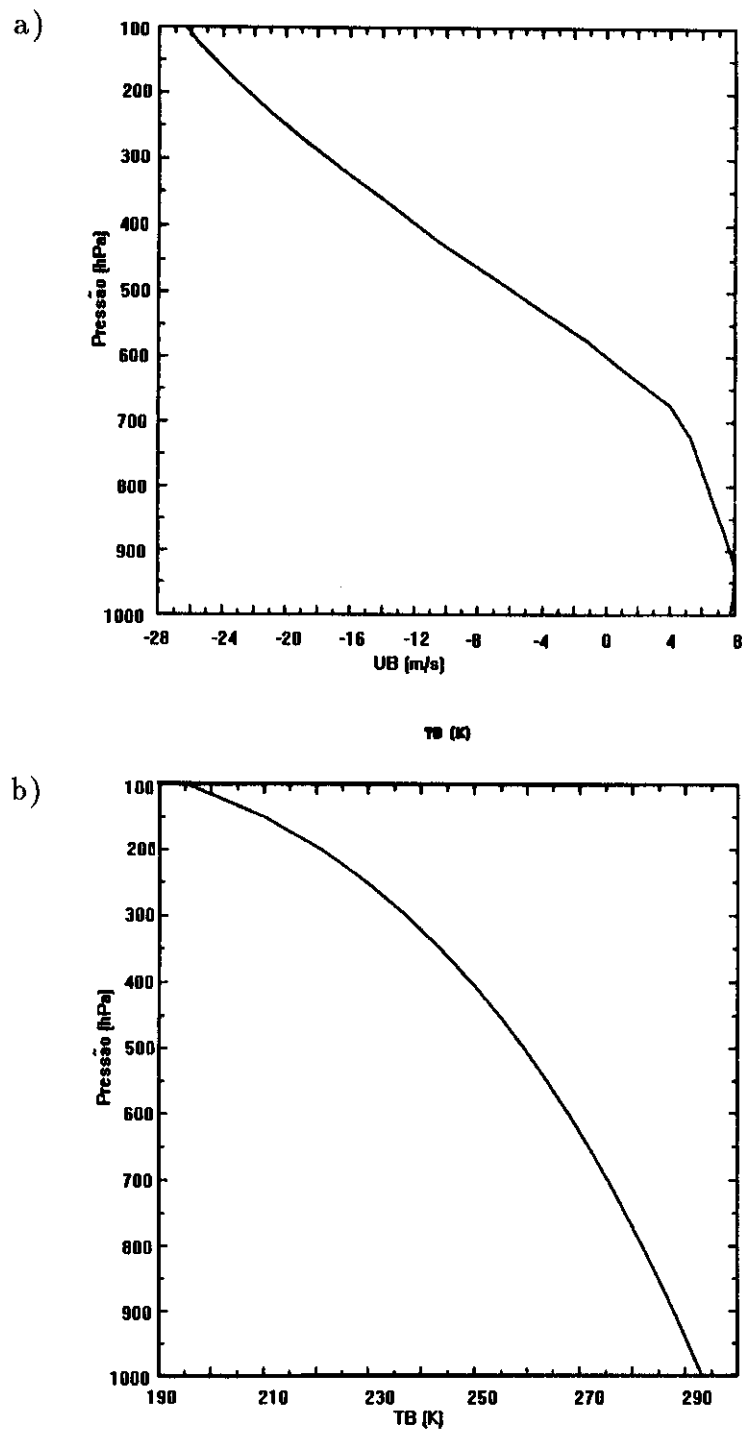


Fig. 3.12 - (a) Perfil vertical de escoamento zonal e (b) de temperatura da região monônica da Índia.

Num primeiro experimento não foram incorporados o aquecimento e os efeitos dissipativos. A Figura 3.13 mostra a curva da taxa de crescimento dos modos instáveis onde vemos duas regiões de modos instáveis, uma em comprimentos de 2000 a 2600 km e outra acima de 10000 km. O modo mais instável tem comprimento de onda de 2450 km e pertence a primeira classe de modos instáveis e, pela sua estrutura vertical, mostrada na Figura 3.14, pode-se classificá-los como um modo de Charney visto que é um distúrbio confinado a baixa troposfera. Os modos de Green surgem em comprimentos de ondas maiores, acima de 10000 km, e têm taxas de crescimento muito pequenas. Para analisar o efeito de tampa artificial no nível de 100 hPa, rodou-se também este caso usando o modelo com 40 camadas na vertical e o topo do modelo em 1 hPa, considerando o estado básico acima de 100 hPa barotrópico e isotérmico. Obteve-se aproximadamente a mesma seleção de comprimento de onda para instabilidade. A taxa de crescimento e a velocidade de fase e de grupo não tiveram mudanças significativas.

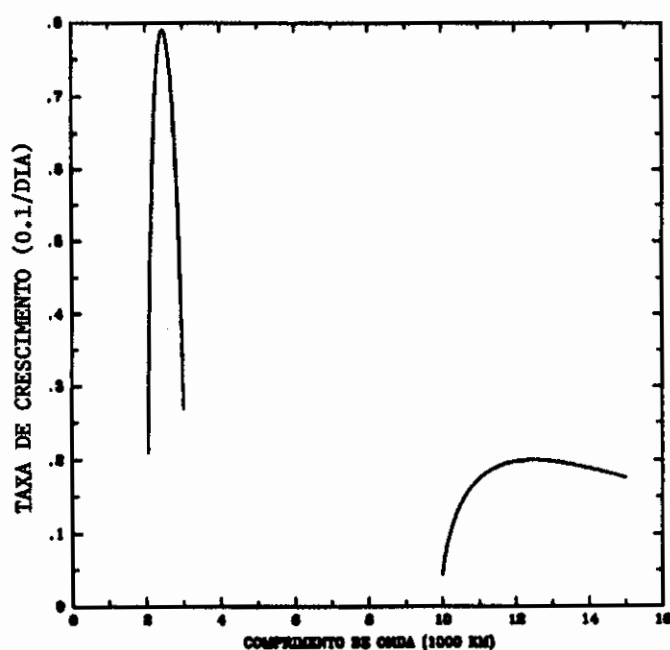


Fig. 3.13 - Taxa de crescimento em função do comprimento de onda para aquecimento e dissipação nulos.

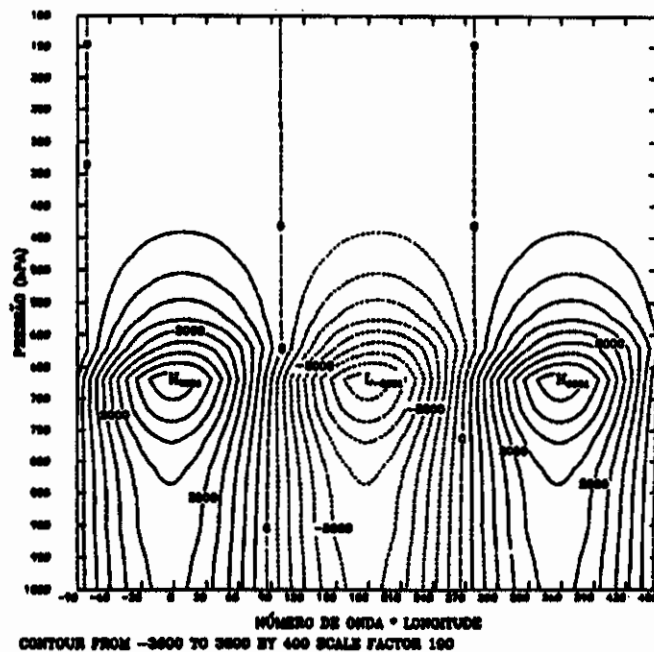


Fig. 3.14 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} para a onda mais instável do caso sem aquecimento e sem efeitos dissipativos.

Foram realizados outros experimentos usando-se perfís de aquecimento mostrados na Figura 3.15, o primeiro tem $\epsilon=0.8$ K/hPa e o segundo tem $\epsilon=1.6$ K/hPa. Para cada um dos dois perfís foram incorporados os efeitos de fricção cúmulus, atrito e resfriamento newtoniano, num primeiro experimento; atrito e resfriamento newtoniano; fricção cúmulus; e nenhum efeito dissipativo, totalizando quatro experimentos para cada perfil de aquecimento. Estes perfís de aquecimento e suas intensidades foram escolhidos por apresentarem, em algum dos experimentos, modos mais instáveis com características semelhantes às observadas em eventos de depressões monsonicas na região da Índia.

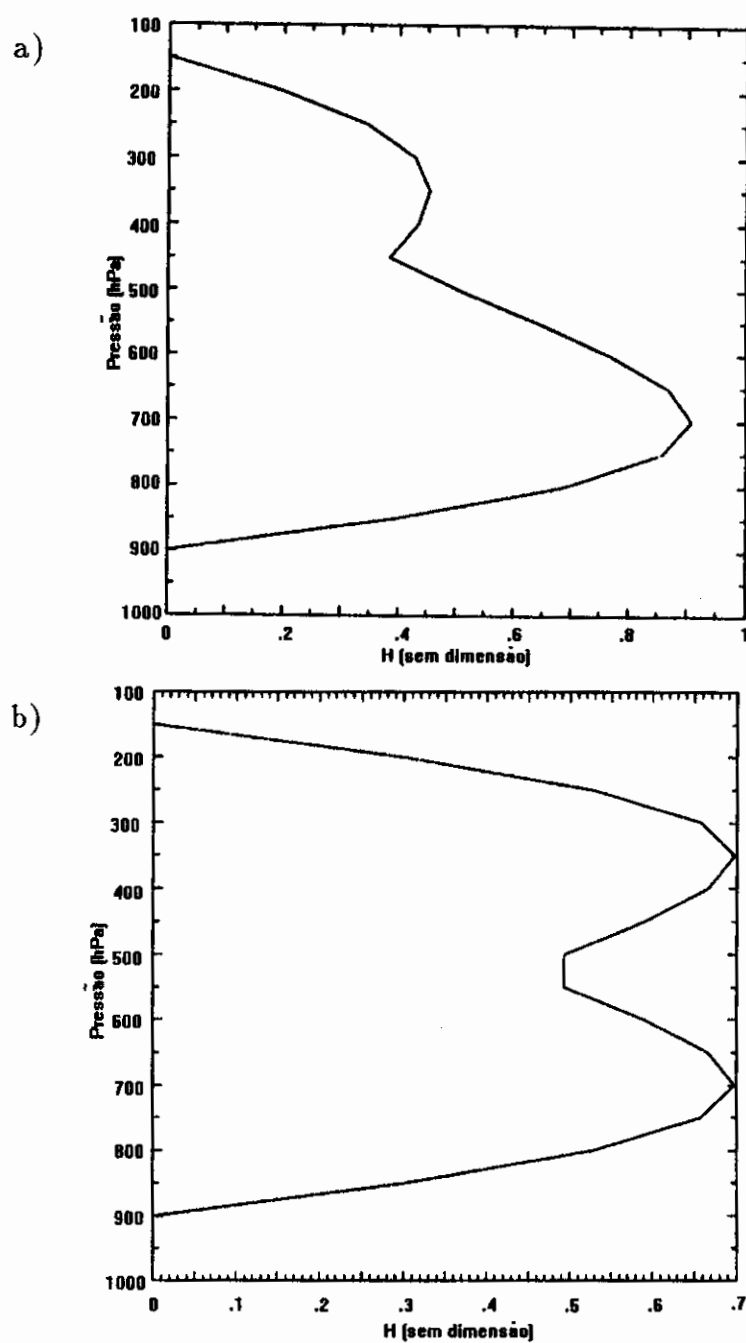


Fig. 3.15 - Perfil vertical do aquecimento utilizado com $\epsilon=0.8$ K/hPa (a) e com $\epsilon=1.6$ K/hPa (b).

A Tabela 3.1 apresenta os valores das velocidades de fase e de grupo, taxa de crescimento e os efeitos incorporados, a letra x indica que o efeito foi usado, para o modo mais instável de cada experimento, inclusive para o experimento sem aquecimento. Na Tabela 3.2 temos as características energéticas para os respectivos modos da Tabela 3.1.

**TABELA 3.1 - ESCALAS TEÓRICAS PARA OS MODOS INSTÁVEIS ENCONTRADOS
COM PERFÍS DA REGIÃO MONSÔNICA DA ÍNDIA**

Exp.	F.C.	Atr.	Resf.	L(km)	cr(m/s)	Tx(/day)	cgx(m/s)	ϵ (K/hPa)
1	x	x	x	2350	-1.68	.87	2.50	0.8
2		x	x	2400	-2.53	.96	2.11	0.8
3	x			2400	-0.76	1.2	-0.40	0.8
4				2400	-1.77	1.3	-0.38	0.8
5	x	x	x	4500	-11.2	.82	-4.74	1.6
6		x	x	4450	-11.7	.88	-4.16	1.6
7	x			1950	-1.84	1.1	-1.21	1.6
8				1950	-2.96	1.2	-1.29	1.6
9				2450	1.40	.08	3.25	0.0

TABELA 3.2 - CARACTERÍSTICAS ENERGÉTICAS TEÓRICAS PARA OS MODOS INSTÁVEIS ENCONTRADOS PARA PERFÍS DA REGIÃO MONSÔNICA DA ÍNDIA. OS VALORES DE E_c E E_p SÃO PERCENTUAIS DA ENERGIA TOTAL EM m^2s^{-2} E OS TERMOS $C(\bar{P}, E_p)$, $C(E_p, E_c)$, G , $D\eta_c$, $D\eta_T$ E DKb TÊM UNIDADE $10^{-6} m^2s^{-3}$

Exp.	L(km)	E_c	E_p	$C(\bar{P}, E_p)$	$C(E_p, E_c)$	G	$D\eta_c$	$D\eta_T$	DKb
1	2350	74.55	25.45	2.4396	16.817	30.029	-0.6821	-10.537	-1.1530
2	2400	75.96	24.04	2.5225	17.525	30.250	-0.6751	-9.9159	---
3	2400	65.24	34.76	1.3946	18.696	26.573	---	---	-1.2906
4	2400	68.02	31.98	1.5764	19.809	27.546	---	---	---
5	4500	77.41	22.59	1.5426	16.548	27.355	-0.5130	-8.0618	-1.3443
6	4450	77.64	22.36	1.3799	16.436	27.111	-0.4783	-7.4603	---
7	1950	59.74	40.26	0.9640	16.065	25.309	---	---	-0.9187
8	1950	63.40	36.60	1.4156	18.337	27.504	---	---	---
9	2450	72.39	27.61	1.8314	1.3256	---	---	---	---

Observa-se na Tabela 3.2 que a geração de energia potencial disponível do distúrbio E_p pelo aquecimento, G , é uma ordem de grandeza maior que a conversão de energia potencial disponível do estado básico para potencial disponível do distúrbio, $C(\bar{P}, E_p)$. Além disso, a Tabela 3.1 mostra que as taxas de crescimento dos modos também é uma ordem de magnitude maior nos experimentos que incluem o efeito da liberação de calor latente do que no experimento 9, sem aquecimento. Portanto, a fonte de calor é essencial para intensificação de modos baroclínicos com cisalhamentos negativos, de leste. Nota-se, também, que o efeito dissipativo mais intenso na Tabela 3.2 é o resfriamento newtoniano, que quando incorporado, tem valores maiores que os valores de $C(\bar{P}, E_p)$.

Num artigo recente Douglas (1992) analisa duas depressões monsonicas observadas no verão de 1979. Ele analisa as trajetórias com que se deslocaram esses distúrbios, mostrando que eles vão de leste para oeste com velocidade zonal de propagação de no

máximo 3 ms^{-1} . As secções transversais verticais das anomalias de temperatura a 16°N (Figura 13 e 24 de Douglas, 1992), indicam que a fase do distúrbio no campo de temperatura tem inclinação para oeste acima do nível de 850 hPa. Uma das secções, Figura 13 de Douglas (1992), mostra também dois máximos na anomalia, um entre os níveis de 850 e 700 hPa e outro entre 500 e 300 hPa.

Vê-se que os modos mais instáveis dos casos 3, 4, 5, 6, 7 e 8 têm velocidade de fase e de grupo para oeste (Tabela 3.1), concordando com os casos observados por Saha e Chang (1983) e por Douglas (1992). Porém os casos 7 e 8 têm velocidades de fase e de grupo entre -1 e -3 ms^{-1} , mais compatíveis com as dos casos observados. Os casos 5 e 6 são modos mais longos (modos de Green) e têm velocidades de propagação muito acima das observadas para distúrbios de depressão monsonica.

A Figura 3.16 mostra a estrutura vertical para o modo instável do caso 8 com comprimento de onda de 1950 km, caso onde não foi incorporado nenhum efeito dissipativo, mas com aquecimento. A estrutura da função de corrente (Figura 3.16.a) é muito semelhante a estrutura do modo de Charney obtido para cisalhamento linear de $-4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$ e perfil de aquecimento com duplo máximo (Figura 3.9.a). Nota-se que os valores mais intensos desta estrutura está localizada abaixo do nível de 700 hPa. A estrutura da velocidade vertical, Figura 3.16.b, tem seu máximo no nível de 700 hPa, aproximadamente, e apresenta uma grande extensão vertical, assim como a estrutura do desvio de temperatura. Há movimento vertical ascendente de ar quente adiante da baixa em baixos níveis (as cristas e cavados deslocam-se para oeste). Adiante da baixa em baixos níveis há advecção quente (o gradiente térmico tem sentido norte-sul) e há advecção fria a frente da alta em baixos níveis. Pode-se notar, ainda, uma correlação negativa entre a estrutura de desvio de temperatura e velocidade vertical na camada entre 600 e 950 hPa, ou seja, há ar quente subindo e ar frio descendo. Isto, juntamente com a inclinação para leste da fase da função de corrente entre 1000 e 600 hPa indicam uma conversão positiva de energia potencial disponível para cinética da onda.

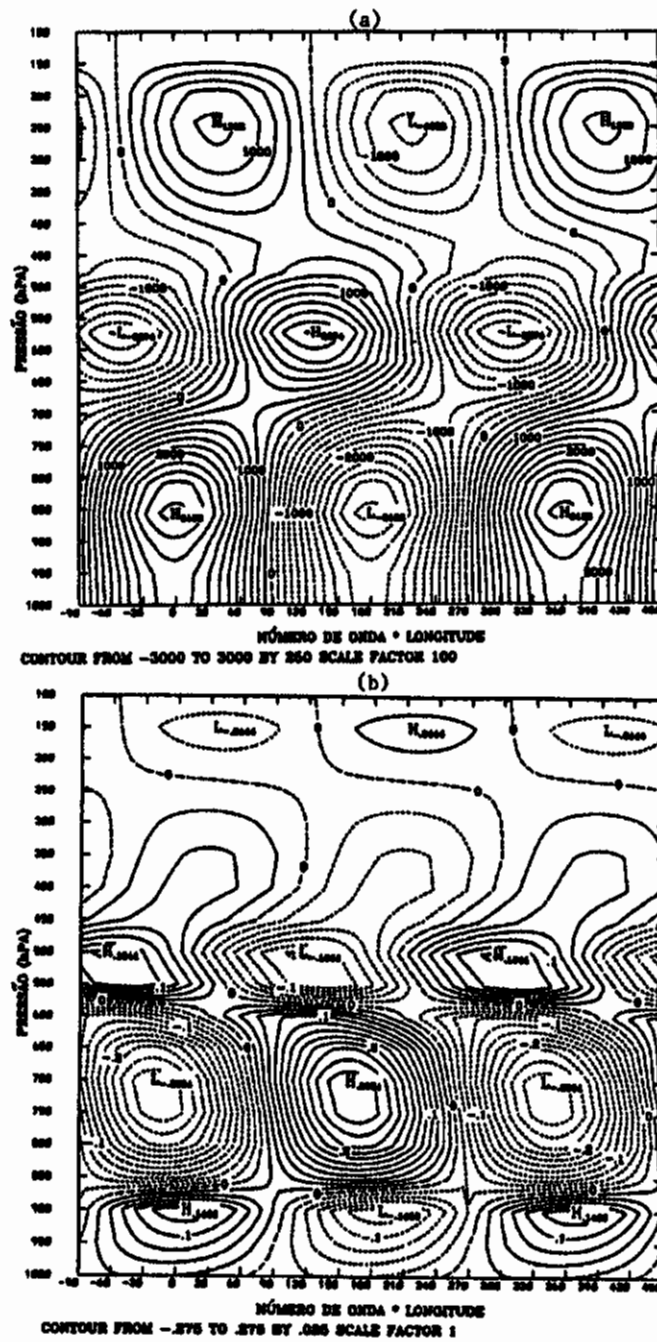


Fig. 3.16 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} (a), desvio de temperatura em K (b) e velocidade vertical em hPa/s (c) para o modo do experimento 8.

(continua)

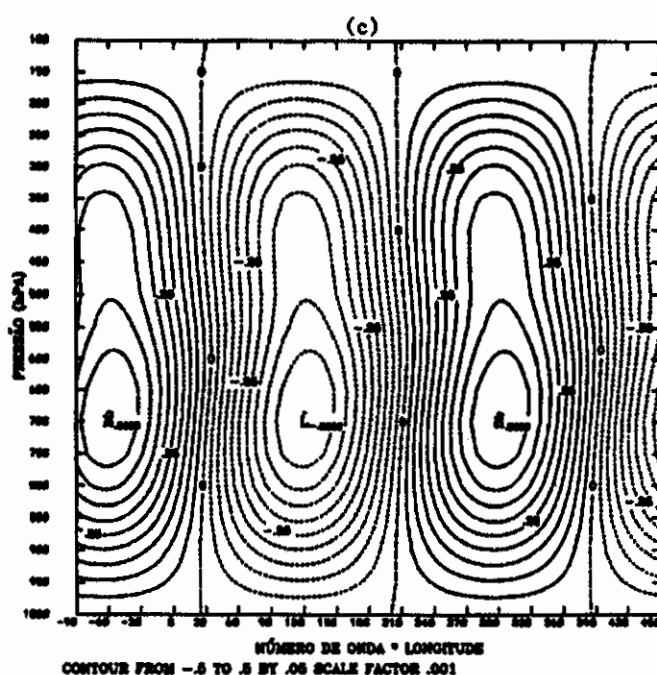


Fig. 3.16 - Conclusão.

A estrutura de desvio de temperatura (Figura 3.16.b) possui uma inclinação de fase para oeste com a altura na camada de 800 a 450 hPa, onde está compreendido o máximo principal desta estrutura, o que concorda com os campos de anomalia de temperatura apresentados por Douglas (1992) para os casos por ele estudados. Por apresentar características de estrutura vertical e de escalas de comprimento de onda e de velocidade de propagação semelhantes a das observadas, associa-se este modo às depressões monsonicas que ocorrem na estação de verão da Índia.

A Figura 3.17 mostra a taxa de crescimento como função do comprimento de onda para o experimento 8 com dois máximos. Pode-se notar que o modo acima considerado se encontra no primeiro máximo da taxa de crescimento, sendo portanto um modo de Charney. Os modos de Green se encontram em comprimentos de ondas maiores, acima de 4500 km para este experimento.

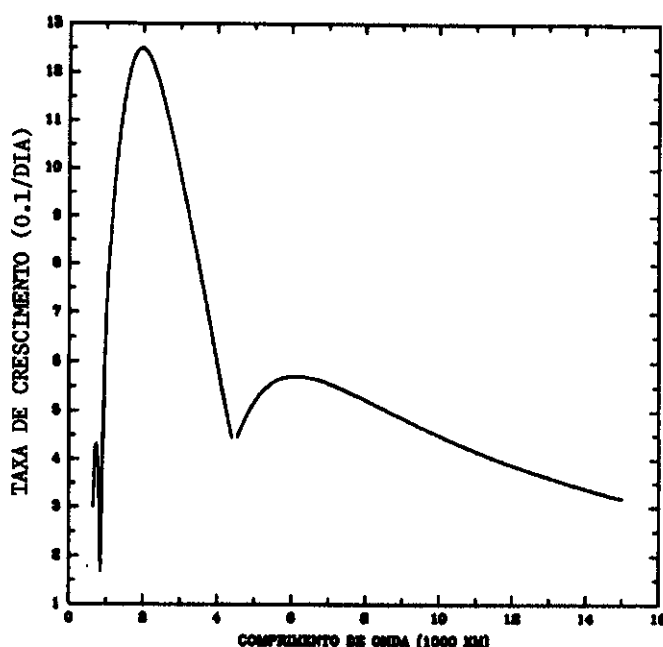


Fig. 3.17 - Taxa de crescimento em função do comprimento de onda para o experimento 8.

A Figura 3.18 mostra a curva da taxa de crescimento para o experimento que incorpora todos os efeitos dissipativos com $\epsilon=1.6$ K/hPa. Vemos que o modo mais instável passa para comprimentos de onda em torno de 4000 km. Comparando esta com a Figura 3.17 observa-se que a taxa de crescimento dos primeiros modos instáveis, com comprimentos de onda em torno de 2000 km, é reduzida de 1.25 dia^{-1} para 0.73 dia^{-1} , aproximadamente. A taxa dos modos com comprimentos de onda entre 4000 e 5000 km aumenta para 0.8 dia^{-1} , aproximadamente, ficando o modo mais instável neste range de comprimento de onda.

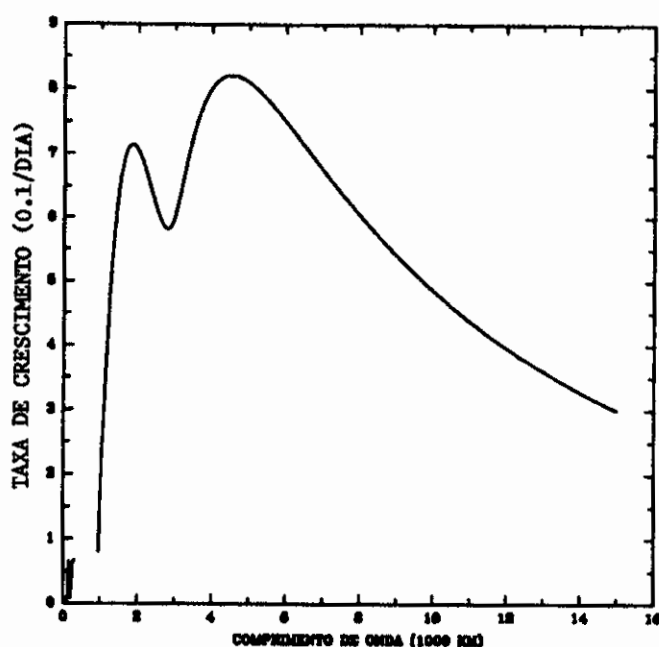


Fig. 3.18 - Taxa de crescimento em função do comprimento de onda para o experimento 5.

A Figura 3.19 mostra a estrutura vertical do modo mais instável do experimento 5, que tem comprimento de onda de 4500 km. O campo de velocidade vertical tem um grande alongamento vertical com máxima amplitude em 550 hPa (Figura 3.19.c). A estrutura do desvio de temperatura mostra uma inclinação de fase para oeste acima de 750 hPa, assim como o modo do experimento 8. Nota-se uma grande correlação negativa entre os campos de desvio de temperatura e de velocidade vertical, indicando uma correlação positiva de energia baroclínica. A estrutura da função de corrente mostra grande extensão vertical, com máximo de amplitude na alta troposfera, sendo muito semelhante a estrutura da função de corrente mostrada na Figura 3.9(c). Este distúrbio propaga-se para leste e o gradiente térmico orienta-se de norte para sul. Assim, a frente da baixa em baixos níveis há advecção quente e a frente da crista tem-se advecção fria. Podemos identificar este como um modo de Green obtido com os perfís de escoamento zonal e estabilidade estática da região monssônica da Índia ao incorporar os efeitos dissipativos e efeito de aquecimento com intensidade de 1.6 K/hPa. Não associamos este modo à depressão monssônica por ter escala

de comprimento de onda e velocidade de propagação acima dos observados na região.

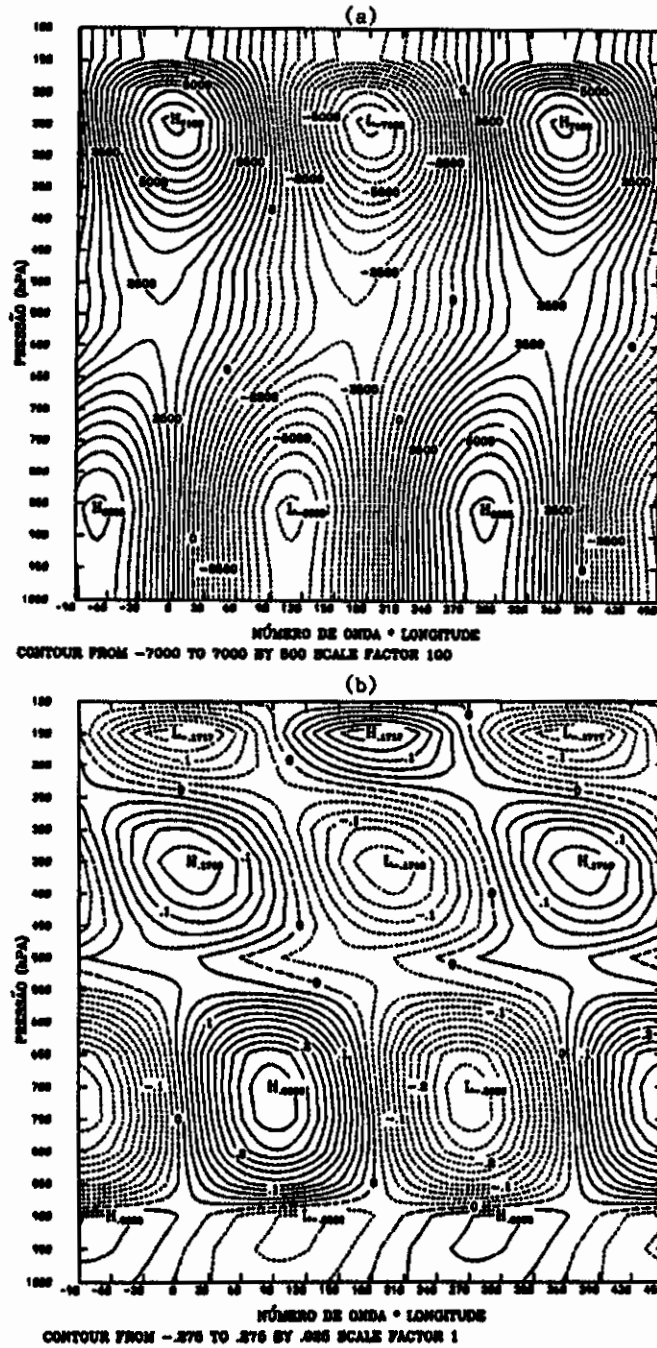


Fig. 3.19 - Estrutura vertical da função de corrente em m^2s^{-1} (a), desvio de temperatura em K (b) e velocidade vertical em hPa/s (c) para o modo do experimento 5.

(continua)

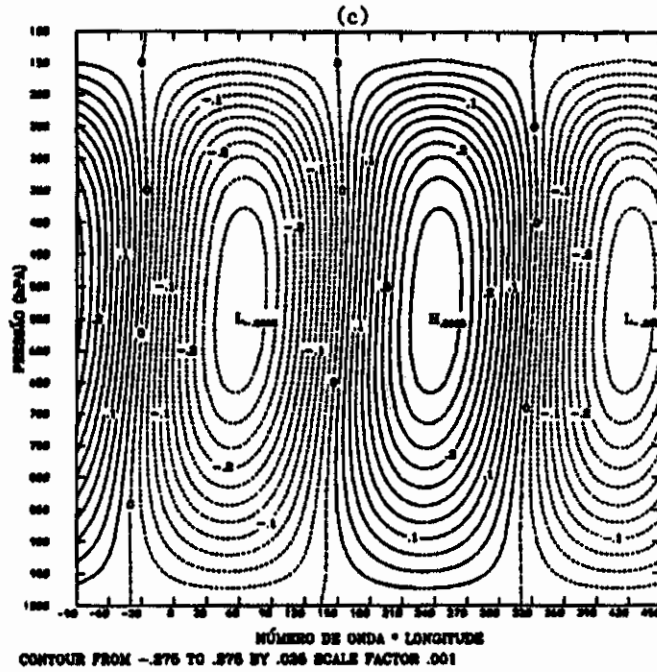


Fig. 3.19 - Conclusão.

Também foram obtidas e analisadas as estruturas dos modos mais instáveis dos demais experimentos cujas características de escala foram mostradas na Tabela 3.1. Para o experimento 6, cujo comprimento de onda é 4450 km, a estrutura vertical encontrada é muito similar à estrutura do experimento 5 (Figura 3.19). Para os demais experimentos, cujos comprimentos da onda mais instável está entre 1950 e 2450 km, obteve-se estruturas verticais muito semelhantes à estrutura obtida no experimento 8 (Figura 3.16).

3.4 - DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DOS TERMOS DE CONVERSÃO DE ENERGIA

Nesta seção analisa-se a distribuição dos processos de conversão de energia para alguns modos do caso seco com perfil de cisalhamento linear e para alguns dos modos obtidos com o perfil de escoamento monsonico. Os valores de distribuição de energia se referem a cada termo da somatória nas Equações de energia 2.53, 2.54, 2.55, 2.56, 2.57, 2.58 e 2.61, respectivamente representados, nesta seção, por $C(E_p, E_c)_j$, $C(\bar{P}, E_p)_j$, G_j , Dn_{zj} , DKb_j , Dnt_j e $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$. A Figura 3.20 mostra a distribuição para três modos instáveis do caso sem aquecimento com perfil de cisalhamento linear e TVVT constante. O primeiro modo (Figura 3.20.a) tem seus processos de troca de energia confinados à baixa troposfera. O termo $C(E_p, E_c)_j$ apresenta valores próximos aos do termo $C(\bar{P}, E_p)_j$ e muito maiores que os valores de $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$. Para o segundo modo, Figura 3.20.b, os valores de $C(E_p, E_c)_j$ são maiores que os valores de $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$, porém a diferença entre eles não é tão grande quanto no primeiro caso. Os termos para este modo se distribuem mais pela troposfera, tendo valores significantes abaixo de 500 hPa. O modo com 9900 km de comprimento de onda tem os termos de conversão de energia com valores consideráveis por toda troposfera. Para este modo os valores de $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$ são mais próximos dos valores de $C(E_p, E_c)_j$.

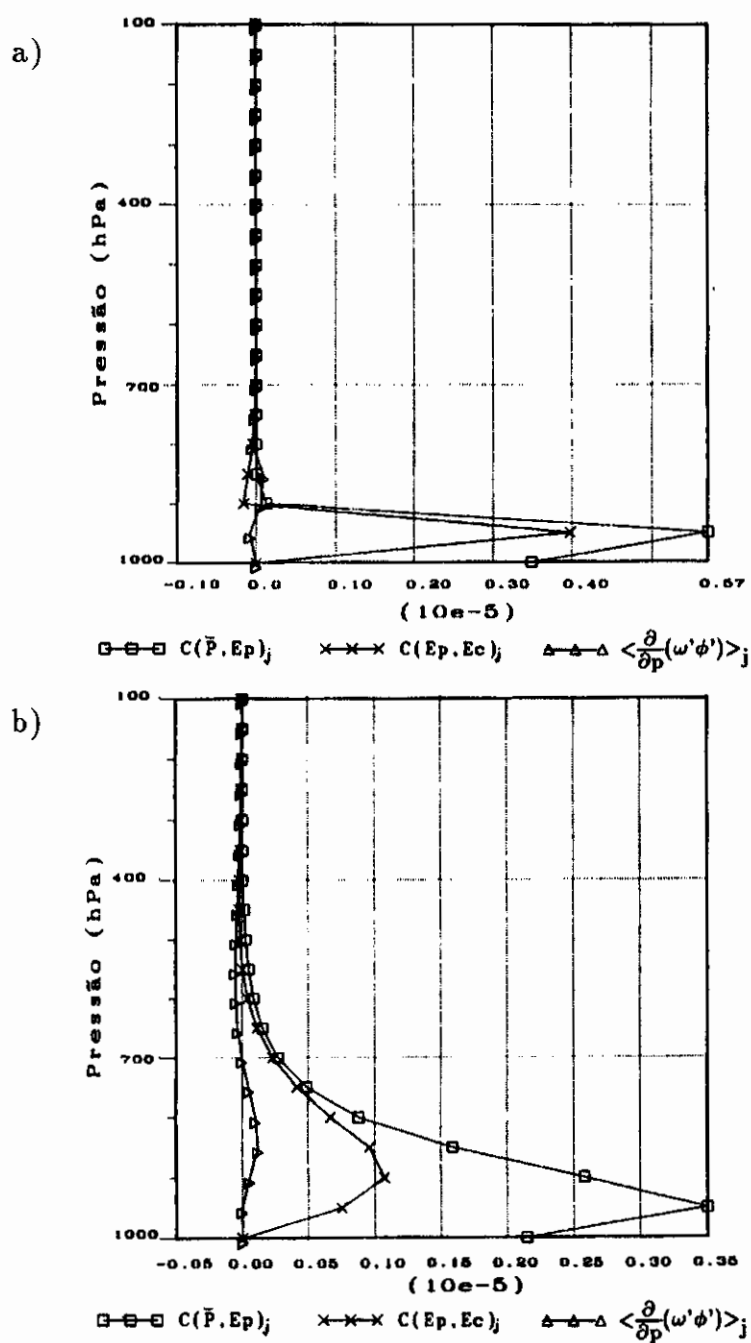


Fig. 3.20 - Distribuição vertical dos termos de conversão de energia em m^2s^{-3} para cisalhamento linear de $4 \text{ ms}^{-1}/100 \text{ hPa}$ e TVVT constante ($-6^\circ\text{C}/\text{km}$) para o modo com comprimento de onda de 1112 km (a), 4250 km (b) e 9900 km (c).

(continua)

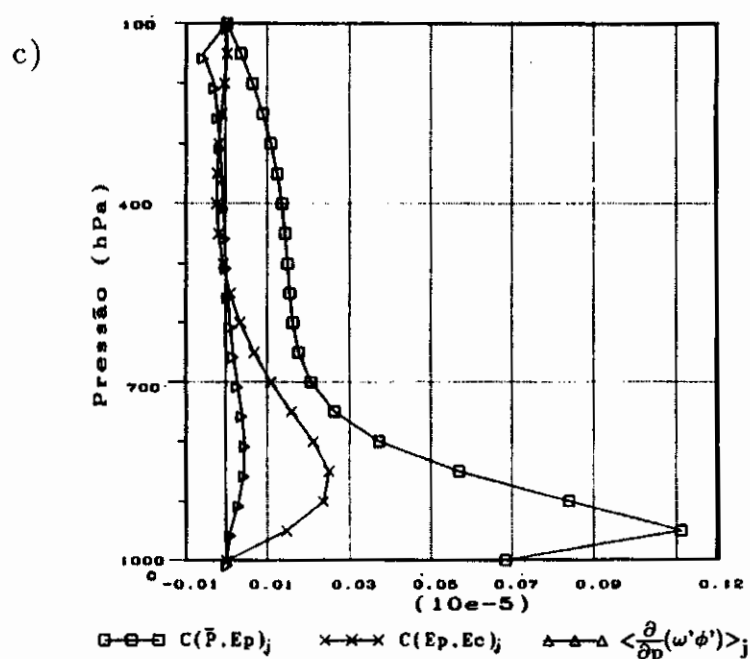


Fig. 3.20 - Conclusão.

Hirota (1968) apresenta as características da distribuição vertical dos termos de energia para modos de Charney e de Green, usando a resolução vertical de 4 camadas para a latitude de 45°N e estabilidade estática constante, $\sigma=2 \times 10^{-2} \text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{hPa}^{-2}$. Para as distribuições dos termos de energia dos modos de Green aqui mostradas (Figuras 3.20.b e c) não é verificado que o termo $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$ anula em cada nível o termo $C(E_p, E_c)_j$ como mostra Hirota, o que pode ser atribuído a diferença no número de níveis e no perfil de estabilidade estática usados em cada estudo.

Na Figura 3.21 são mostradas as distribuições verticais dos termos de conversão de energia para os perfis básicos da região monsonica da Índia para o caso sem aquecimento (Figura 3.21.a), para o modo do experimento 8 (Figura 3.21.b) e para o modo do experimento 5 (Figuras 3.21.c e d). Nota-se para a Figura 3.21.a que o termo $C(E_p, E_c)_j$ tem valores muito próximos aos valores do termo $C(\bar{P}, E_p)_j$ e máximo próximo a 700 hPa. O caso classificado por Hirota (1968) como modo de Charney também tem os valores de $C(E_p, E_c)_j$ muito próximos aos valores de $C(\bar{P}, E_p)_j$. O termo $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$ tem valor muito pequeno

comparado aos outros termos.

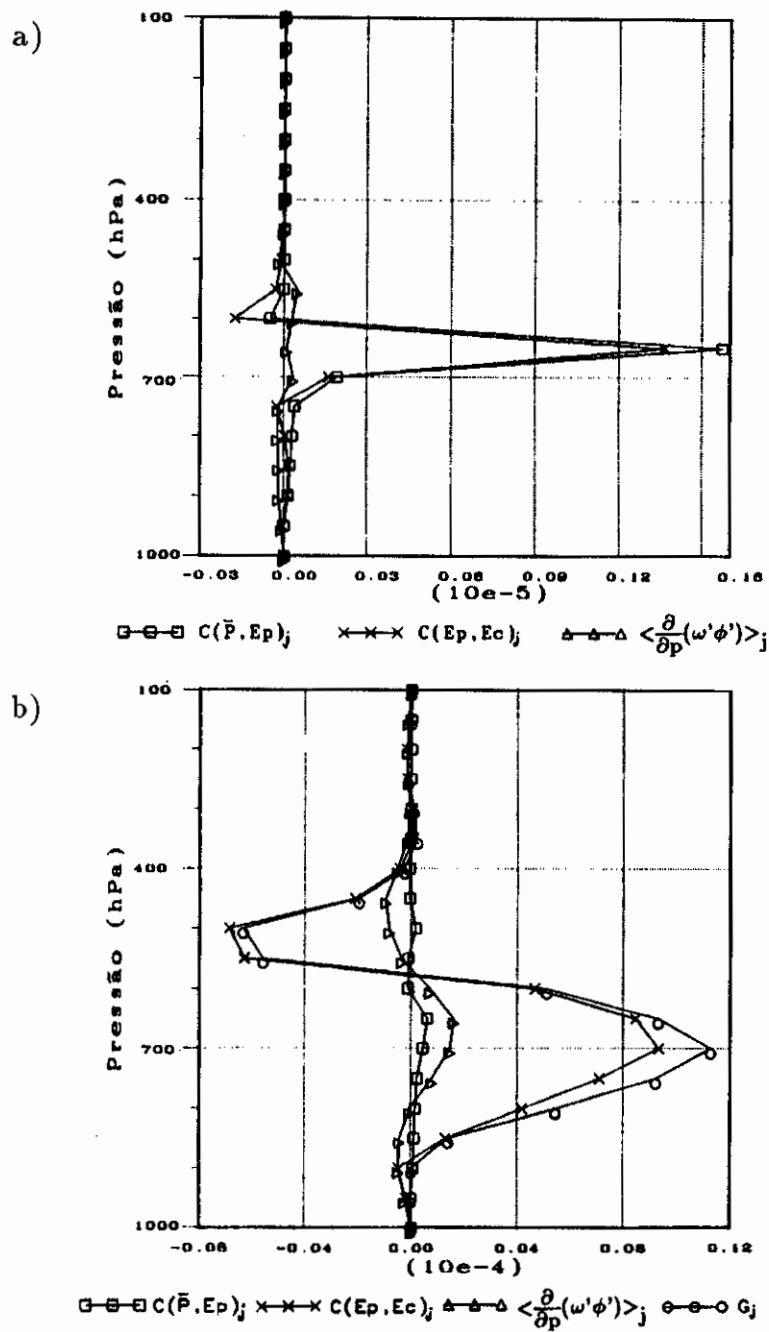


Fig. 3.21 - Distribuição vertical dos termos de conversão de energia em m^2s^{-3} para o modo do experimento 9 com comprimento de onda de 2450 km (a), para a onda do experimento 8 com $L=1950$ km (b) e para a onda do experimento 5 com $L=4500$ km (c) e (d).

(continua)

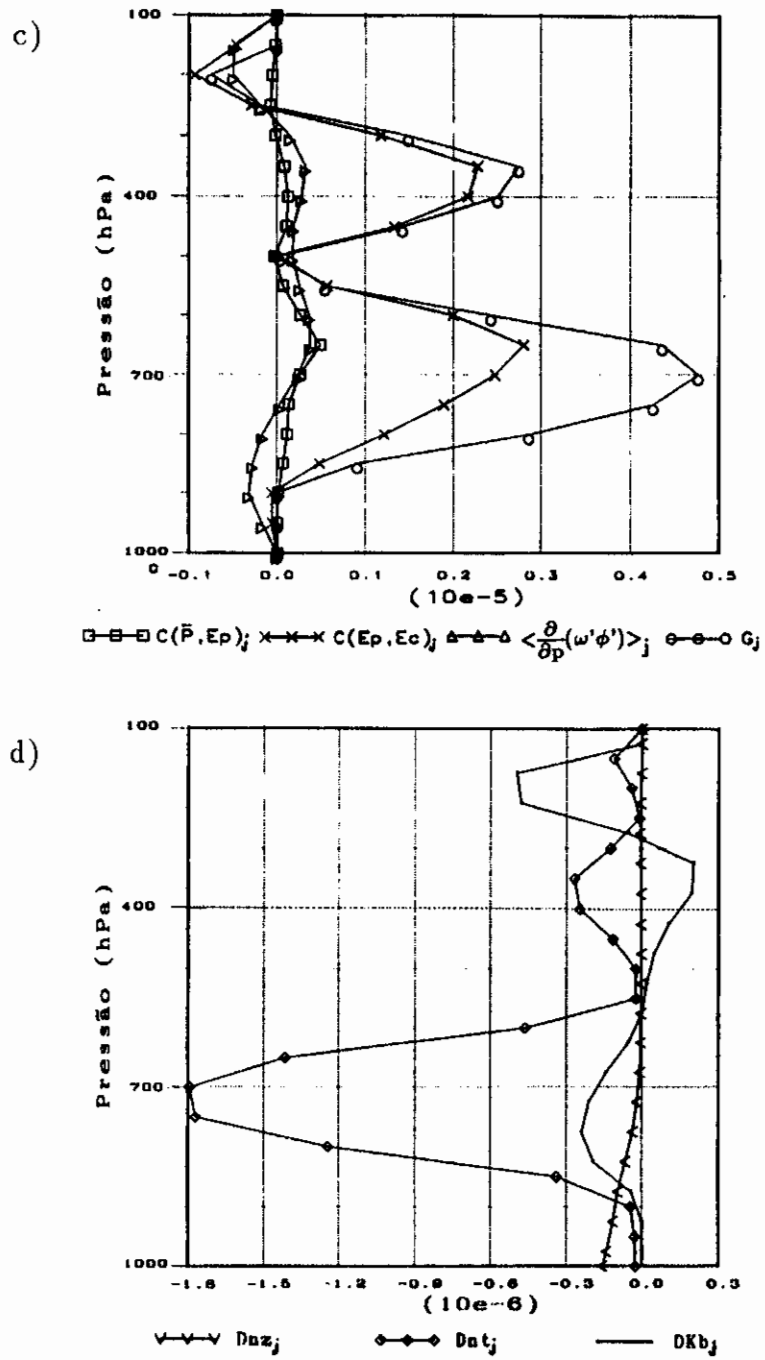


Fig. 3.21 - Conclusão.

Os valores do termo de aquecimento G_j para o modo de Charney do experimento 8 (Figura 3.21.b) tem valores muito maiores que os valores de $C(\bar{P}, Ep)_j$, uma ordem de grandeza, sendo assim a principal fonte de energia para o crescimento do distúrbio. Os valores de $C(Ep, Ec)_j$ são pouco menores que os valores de G_j e bem maiores que os valores de $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$ e todos os processos de conversão têm valores significativos abaixo do nível de 400 hPa.

A distribuição dos termos de conversão de energia para o modo de Green do experimento 5 (Figuras 3.21.c e d) mostra que os processos de conversão têm valores significativos por toda a troposfera. Também para este modo, o termo de geração pelo aquecimento G_j representa a principal fonte de energia para o crescimento do distúrbio, tendo dois máximos, um em 350 hPa e outro em 700 hPa, o que pode ser atribuído ao perfil de aquecimento usado. Os valores do termo $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$ são menores que os valores de $C(Ep, Ec)_j$ que tem distribuição semelhante a do termo G_j . A distribuição vertical dos termos dissipativos (Figura 3.21.d) mostra que estes têm valores pequenos quando comparados aos termos G_j e $C(Ep, Ec)_j$. O termo de dissipação pelo resfriamento (Dnt_j) tem valor máximo em 700 hPa e bem maior que os valores máximos dos termos de atrito (Dnz_j) e de fricção cúmulus (DKb_j), sendo comparável aos termos de $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$ e de $C(\bar{P}, Ep)_j$.

Verificou-se que a distribuição dos termos de conversão de energia para modos de Green ocorrem com valores significativos em níveis mais elevados que os modos de Charney. O termo $\langle \frac{\partial}{\partial p}(\omega' \phi') \rangle_j$ tem valor sempre menor que os valores de $C(Ep, Ec)$, porém eles tendem a se aproximar com o aumento do comprimento de onda do distúrbio.

CAPÍTULO 4

COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

Neste estudo foi estendido o modelo baroclínico em diferenças finitas na vertical com efeito de aquecimento cúmulus desenvolvido por Bonatti e Rao (1987) ao incorporarmos os efeitos de fricção cúmulus, atrito e resfriamento newtoniano. Neste modelo pode-se utilizar perfís verticais de estado básicos de escoamento zonal e de temperatura observados, assim como perfís realísticos de aquecimento e termos de dissipação com parametros variáveis na vertical.

São analisados resultados teóricos do modelo, usando cisalhamento vertical linear e TVVT constante, aquecimento com perfil de único e de duplo máximo na vertical. O uso de duplo máximo no perfil vertical de aquecimento é sugerido por estudos observacionais, como Verma e Sikka (1981) e Douglas (1992), através das estruturas das anomalias da temperatura abservadas.

Foram obtidos os diagramas de instabilidade para o caso sem aquecimento e para os dois perfís de aquecimento, variando-se a intensidade do aquecimento, para verificar o efeito do aquecimento sobre as taxas de crescimento dos modos de Charney e de Green. Foi verificado que o aquecimento cúmulus desestabiliza a região de cisalhamento negativo. O aumento na intensidade do aquecimento estabiliza as ondas para cisalhamento positivo. Para cisalhamento negativo o aumento do aquecimento com perfil de duplo máximo estabiliza os modos mais curtos (modos de Charney). O aquecimento com perfil com único máximo não desestabiliza os modos de Charney para cisalhamentos negativos na faixa entre 0 e $-7 \text{ ms}^{-1}/100\text{hPa}$.

Estudou-se os efeitos dos termos de dissipação sobre a taxa de crescimento para os dois tipos de aquecimento através de diagramas de instabilidade. As estruturas dos modos instáveis para o caso sem aquecimento e para o caso com $\epsilon=0.4 \text{ K/hPa}$ são discutidas. Os

efeitos dissipativos não alteram significativamente as estruturas dos modos instáveis, visto que eles têm estruturas muito similares às dos modos sem dissipação. A inclusão dos efeitos de atrito e resfriamento newtoniano no modelo altera a taxa de crescimento dos modos por todos os comprimentos de onda de maneira não uniforme, atenuando mais os modos de Charney, modos mais curtos, fazendo com que o modo mais instável para um dado cisalhamento seja um modo de Green.

Portanto, os resultados para perfil linear de cisalhamento e TVVT constante mostraram que a escolha do tipo de perfil do aquecimento pode alterar as características de escala do modo mais instável obtido, assim como a inclusão ou não dos efeitos dissipativos também pode.

Os resultados obtidos usando-se perfís observados da região monsônica da Índia mostram que o modelo é capaz de reproduzir as características de escala e estrutura das depressões monsônicas observadas.

Obteve-se modos com velocidade de fase e de grupo com valores próximos aos observados (Tabela 3.1), entre -1 e -3 ms^{-1} . A estrutura do desvio de temperatura do modo associado à depressão monsônica apresentou inclinação para oeste com a altura acima do nível de 800 hPa, resultado que não foi obtido no estudo de Moorthi e Arakawa (1985), concordando com resultados do estudo observacional de Douglas (1992). A propagação para leste (velocidade de fase e de grupo positivas) do modo obtido sem aquecimento e a propagação de fase para oeste de todos os outros modos mostra que a inclusão do aquecimento com duplo máximo é necessária para reproduzir o deslocamento observado. Viu-se que a geração pela liberação de calor latente é a fonte principal de energia para o crescimento dos distúrbios (Tabela 3.2). Os efeitos dissipativos alteram a seleção de escala do modo mais instável e que a dissipação de energia do distúrbio tem pequena influência comparada ao acréscimo de energia dado pelo aquecimento cúmulus.

Os modos de Green obtidos, tanto para o cisalhamento linear quanto para o cisalhamento da região monsonica, com comprimento de onda acima de 4000 km, mostraram que seus processos de conversões de energia ocorrem mais distribuidos pela troposfera de que os modos de Charney, com comprimento de onda em torno de 2000 km.

Como sugestões de trabalhos futuros poderia-se estudar modos de Green na estratosfera usando de aquecimento com duplo máximo. Pode-se analisar as ondas baroclínicas em modelos não-geostróficos, tais como um modelo de balanço e um modelo de equações primitivas. Também seria interessante estudar os efeitos não-lineares a medida que a onda alcance amplitude finita. Efeitos de circulação meridional poderiam ser incorporados nos modelos baroclínicos com aquecimento por liberação de calor latente para estudar algumas regiões onde esta circulação é importante.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Arakawa, A.; Moothi, S. Baroclinic instability in vertically discrete systems. Journal of Atmospheric Science, 45(11):311-321, June 1988.
- Arakawa, A.; Schubert, W.H. Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I. Journal of Atmospheric Science, 31(3):673-701, Apr. 1974.
- Bonatti, J.P. Evolução para amplitude finita das ondas baroclínicas na atmosfera e no oceano. (Tese de Doutorado em Meteorologia) - Instituto Nacional Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1987. 311 p. (INPE-4752-TDL/346).
- Bonatti, J. P.; Rao, V.B. Moist baroclinic instability in the development of North Pacific and South American intermediate-scale disturbances. Journal of Atmospheric Science, 44(18):2657-2667, Sept. 1987.
- Chang, C.-P. Vertical structure of tropical waves maintained by internally induced cumulus heating. Journal of the Atmospheric Sciences, 33(5):729-739, May 1976.
- Charney, J.G. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. Journal of Meteorology, 4(5):135-162, Oct. 1947.
- Charney, J.G. A note on large scale motions in the tropics. Journal of Atmospheric Science, 20(6):607-609, 1963.
- Charney, J.G.; Stern, M.E. On the stability of internal baroclinic jets in a rotational atmosphere. Journal of Atmospheric Science, 34(11):1679-1688, Nov. 1962.

- Douglas, M. W. Structure and dynamics of two monsoon depressions. Part I: Observed structure. Monthly Weather Review, 120:1524-1547, Aug. 1992.
- Eady, E.T. Long waves and cyclones waves. Tellus, 1(3):33-52, Aug. 1949.
- Geisler, J.E. A linear model of the Walker Circulation. Journal of Atmospheric Science, 38(7):1390-1400, July 1981.
- Geisler, J.E.; Garcia, R. R. Baroclinic instability at long wavelengths on a β -plane. Journal of Atmospheric Science, 34(2):311-321, Feb. 1977.
- Green, J.S.A. A problem in baroclinic stability. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 86(368):237-251, Apr. 1960.
- Hess, S. L. Introduction to theoretical meteorology. New York, Holt, Reinehart and Winston, 1959.
- Hirota, I. On the dynamics of long and ultra-long waves in a baroclinic zonal current. Journal of the Meteorological Society of Japan, 46(3):234-249, June 1968.
- Lorenz, E. N. Energy and numerical weather prediction. Tellus, 12(4):364-373, Nov. 1960.
- Mak, M. On moist quasi-geostrophic baroclinic instability. Journal of Atmospheric Science, 39(9):2028-2037, Sept. 1982.
- Mishra, S.K.; Salvekar, P.S. Role of baroclinic instability in the development of monsoon disturbances. Journal of Atmospheric Science, 37:383-394, Feb. 1980.

- Moorthi, S.; Arakawa, A. Baroclinic instability with cumulus heating. Journal of Atmospheric Science, 42(19):2007-2031, Oct. 1985.
- Phillips, N.A. Energy transformation and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-layer quasi-geostrophic model. Tellus, 6(5):273-286, 1954.
- Saha, K.; Chang, C.P. The baroclinic processes of monsoon depression. Monthly Weather Review, 111(7):1506-1514, July 1983.
- Schneider, E.K.; Lindzen, R.S. A discussion of the parametrization of momentum exchange by cumulus convection. Journal of Geophysical Research, 81(18):3158-3160, June 1976.
- Staley, D.O. Baroclinic instability and isentropic slope. Journal of Atmospheric Science, 48(9):1133-1140, May 1991.
- Staley, D.O.; Gall, R.L. On the wavelength of maximum baroclinic instability. Journal of Atmospheric Sciences, 34(11):1679-1688, Nov. 1977.
- Verma, R.K.; Sikka, D.R. The annual oscillation of the tropospheric temperature in the northern hemisphere. In : Lighthill, J.; Pearce, R. P. Monsoon dynamics. Cambridge, Cambridge University Press, 1981. cap. 3, p. 49-64.
- Wang, B. On the asymmetry of baroclinic instability between easterly and westerly shear. Tellus, 42A(4):463-468, 1990.