



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE – 5356 – TDI / 463

**EXPERIMENTOS COM PARAMETRIZAÇÕES DE CUMULUS
UTILIZANDO UM MODELO UNIDIMENSIONAL.**

Enio Pereira de Souza

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada pelos Drs. Prakki Satyamurty e José Paulo Bonatti, aprovada em outubro de 1991.

INPE
São José dos Campos
1991

551.5

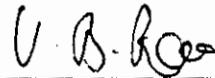
SOUZA, E.P.

Experimentos com parametrizações de cumulus utilizando um modelo unidimensional / E.P. Souza. -- São José dos Campos: INPE, 1991. 113p. -- (INPE-5356-TDI/463)

1. Cumulus. 2. Parametrização. 3. Modelagem atmosférica. 4. Título

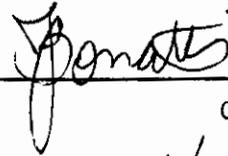
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Meteorologia

Dr. Vadlamudi Brahamananda Rao



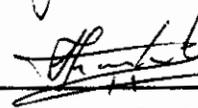
Presidente

Dr. José Paulo Bonatti



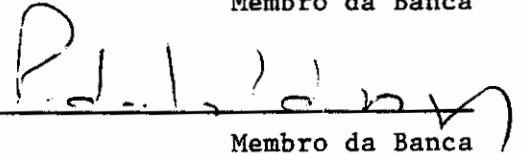
Orientador

Dr. Sérgio Henrique Franchito



Membro da Banca

Dr. Pedro Leite da Silva Dias



Membro da Banca
- Convidado -

Dra. Maria Assunção Faus da Silva Dias



Membro da Banca
- Convidado -

Candidato: Enio Pereira de Souza

São José dos Campos, 02 de outubro de 1991

À minha família e
à Rosângela.

AGRADECIMENTOS

Aos meus orientadores, Dr. Prakki Satyamurty e Dr. José Paulo Bonatti, pela dedicação, paciência e amizade com que me acompanharam ao longo deste trabalho.

Em especial ao Dr. Pedro Leite da Silva Dias, cuja dedicação, sugestões e discussões foram de vital importância para que este trabalho fosse levado a bom termo.

Aos membros da banca examinadora cujas sugestões e críticas foram de muita valia para o melhoramento do texto final e da minha própria formação.

À Manoel Alonso Gan que, apesar das atribulações com a sua tese de doutorado, dividiu comigo o espaço no uso da sala e do micro computador.

Aos colegas da rotunda pelo apoio moral e às demais pessoas do INPE que estiveram ao meu lado, ao longo destes quase três anos.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior (CAPES), pela concessão da bolsa de estudos, com a qual me mantive durante a realização deste trabalho.

À minha família que, mesmo à distância, sempre esteve me apoiando e torcendo para o meu sucesso.

E à Rosângela, pelo carinho e compreensão com que esteve ao meu lado durante este tempo. E pelo apoio nos momentos mais difíceis.

RESUMO

Neste trabalho realizaram-se experimentos com parametrizações de *cumuli* rasos e profundos. Para isto foi utilizado um modelo numérico unidimensional, constituído de uma coluna vertical com parametrizações de processos radiativos, superfície, difusão turbulenta de grande escala e convecções profunda (esquema de Kuo, 1974) e rasa (esquemas de Tiedke, 1984 e Albrecht et al., 1986). As condições iniciais do modelo foram dados de uma radiossondagem da cidade de Manaus-AM. Na primeira parte foi utilizado o esquema de Tiedke com o modelo completo. Observou-se o desenvolvimento de *cumuli* profundos durante o período diurno, em resposta a fonte de umidade em superfície (evaporação). O aumento do valor dos coeficientes de difusividade, do esquema de Tiedke, diminuiu a intensidade dos *cumuli* profundos. A incorporação da convergência de umidade de grande escala, em baixos níveis, via forçante externo, intensificou a convecção e aumentou a taxa de precipitação. A implementação do esquema de Albrecht et al. associado ao de Kuo, estando os demais processos desativados, mostrou-se uma boa combinação. Entretanto, a intensa difusão vertical de grande escala por processos secos não permitiu que os *cumuli* rasos fossem ativados, quando o modelo completo foi integrado. A versatilidade do esquema de Albrecht et al. foi verificada através da variação dos parâmetros inerentes ao esquema (Taxa de entranhamento, umidade relativa crítica, etc.).

EXPERIMENTS WITH CUMULUS PARAMETERIZATIONS
UTILIZING A ONE-DIMENSIONAL MODEL

ABSTRACT

Numerical experiments with shallow and deep cumulus parameterization schemes are performed in this work. A one-dimensional model, representing a single atmospheric column with radiative processes, turbulent vertical exchanges representing large-scale processes, surface processes and deep convection (Kuo scheme, 1974) and shallow convection (Tiedke, 1984 and Albrecht et al., 1986), was used. The initial vertical profile of the atmosphere is provided by an observed radiosonde from Manaus-AM. The Tiedke scheme was initially tested with the complete model. Deep cumuli were developed in response to the surface evaporation which is enhanced during the day. The increase of the vertical diffusion in the Tiedke scheme decreased the intensity of deep cumuli. The low level large-scale convergence which was introduced in the one-dimensional model as an external forcing intensified the deep convection and increased the precipitation. The Albrecht et al. scheme, in association with the Kuo scheme with the other processes deactivated produced realistic results. However, with the Albrecht et al. scheme in the complete model, the strong vertical turbulence did not allow the development of shallow cumuli. The versatility of the Albrecht et al. scheme was tested under the variation of several internal parameters such as the entrainment rate, critical relative humidity, etc.

SUMÁRIO

	<u>Pag.</u>
LISTA DE FIGURAS	xv
LISTA DE SÍMBOLOS	xxi
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 - METODOLOGIA, FORMULAÇÃO E DADOS	9
2.1 - Parametrizações de <i>cumulus</i>	12
2.1.1 - Convecção profunda	14
2.1.2 - Convecção rasa	23
2.2 - Dados	30
CAPÍTULO 3 - RESULTADOS E DISCUSSÕES	31
3.1 - Experimento 1	34
3.2 - Experimento 2	49
3.3 - Experimento 3	56
3.4 - Experimento 4	65
3.5 - Experimento 5	69
3.6 - Experimento 6	73
3.7 - Comentários finais	77
CAPÍTULO 4 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES	79
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	83
APÊNDICE A - CÁLCULO DA DIFUSÃO VERTICAL DE GRANDE ES- CALA	89

LISTA DE FIGURAS

Pag.

- 1.1 - Representação esquemática de: a) convecção rasa, b) convecção profunda. Os perfis verticais de temperatura e velocidade vertical, associados a cada tipo de nuvem, estão à direita. 2
- 2.1 - Fluxograma mostrando os processos calculados no modelo completo. 10
- 2.2 - Esquema vertical do modelo de 18 camadas. $\hat{\sigma}=1-\sigma$, $\Delta\sigma$ é o espaçamento entre camadas. A pressão da camada (correspondente a um caso em que $p_s=1000$ hPa) está na coluna da direita. 11
- 3.1 - Perfil vertical de temperaturas potencial θ , potencial equivalente θ^* e potencial equivalente de saturação θ_e^* , na atmosfera tropical. A correspondência entre a temperatura à superfície do mar T_s e a temperatura potencial equivalente de saturação $(\theta_e^*)_s$, no mesmo nível é mostrada na escala adicional, abaixo do diagrama. 32
- 3.2 - Campo de temperatura potencial de grande escala (K). As isolinhas estão irregularmente espaçadas para uma melhor visualização. 35
- 3.3 - Campo de umidade específica de grande escala (gkg^{-1}). As isolinhas estão irregularmente espaçadas para uma melhor visualização. 36
- 3.4 - Campo de umidade relativa de grande escala. Valores entre 60 e 90%. 37

• •

3.5	- Incrementos de temperatura devido à convecção rasa ($10^{-3}K$). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.	38
3.6	- Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa ($10^{-6}gkg^{-1}$). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.	39
3.7	- Incrementos de temperatura devido à convecção profunda ($10^{-3}K$).	40
3.8	- Incrementos de umidade específica devido à convecção profunda ($10^{-3}gkg^{-1}$). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.	40
3.9	- Precipitação acumulada devido à convecção profunda (mm).	41
3.10	- Perfil inicial das energias estáticas seca s, úmida h e de saturação h^* ($10^3 Jkg^{-1}$).	42
3.11	- Perfil das energias estáticas seca s, úmida h e de saturação h^* ($10^3 Jkg^{-1}$), após 12 horas de integração.	44
3.12	- Perfil das energias estáticas seca s, úmida h e de saturação h^* ($10^3 Jkg^{-1}$), após 14 horas de integração.	45
3.13	- Perfil das energias estáticas seca s, úmida h e de saturação h^* ($10^3 Jkg^{-1}$), após 16 horas de integração.	46
3.14	- Perfil das energias estáticas seca s, úmida h e de saturação h^* ($10^3 Jkg^{-1}$), após 18 horas de integração.	47
3.15	- Perfil das energias estáticas seca s, úmida h e de saturação h^* ($10^3 Jkg^{-1}$), após 20 horas de integração.	47
3.16	- Perfil das energias estáticas seca s, úmida h e de saturação h^* ($10^3 Jkg^{-1}$), após 24 horas de integração.	48
3.17	- Perfil das energias estáticas seca s, úmida h e de saturação h^* ($10^3 Jkg^{-1}$), após 36 horas de integração.	48

3.18	- Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 44 horas de integração.	49
3.19	- Incrementos de temperatura devido à convecção rasa, no experimento 2 (10^{-3}K).	50
3.20	- Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa, no experimento 2 (10^{-6}gkg^{-1}). ...	50
3.21	- Campo de umidade específica de grande escala, no experimento 2, (gkg^{-1}).	51
3.22	- Campo de temperatura potencial de grande escala (K), experimento 2.	52
3.23	- Campo de umidade relativa de grande escala, do experimento 2. Valores entre 60 e 90%.	52
3.24	- Precipitação acumulada devido à convecção profunda no experimento 2, (mm).	53
3.25	- Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 12 horas de integração (experimento 2).	54
3.26	- Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 20 horas de integração (experimento 2).	55
3.27	- Forma da função utilizada para forçar a convergência de umidade de grande escala.	57
3.28	- Incrementos de temperatura devido à convecção profunda (10^{-3}K), com forçante externo.	58
3.29	- Campo de umidade específica de grande escala, no experimento 3, (gkg^{-1}).	59
3.30	- Campo de temperatura potencial de grande escala (K), experimento 3.	60
3.31	- Campo de umidade relativa de grande escala, do experimento 3. Valores entre 60 e 90%.	61
3.32	- Precipitação acumulada devido à convecção profunda no experimento 3, (mm).	61

3.33	- Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 20 horas de integração (experimento 3).	63
3.34	- Incrementos de temperatura devido à convecção profunda (10^{-3}K), com forçante noturno.	64
3.35	- Precipitação acumulada devido à convecção profunda no experimento 3, com forçante noturno. (mm).	64
3.36	- Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3}K). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.	66
3.37	- Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa (10^{-6}gkg^{-1}). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.	67
3.38	- Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 16 horas de integração (experimento 4).	68
3.39	- Campo de umidade específica do no experimento 4, (gkg^{-1}).	68
3.40	- Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 23 horas de integração (experimento 4).	69
3.41	- Incrementos de temperatura devido à convecção profunda do experimento 5, (10^{-3}K).	70
3.42	- Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 16 horas de integração (experimento 5).	70
3.43	- Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 23 horas de integração (experimento 5).	71
3.44	- Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3}K). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.	72

- 3.45 - Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa (10^{-6}gkg^{-1}). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos. 72
- 3.46 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3}K), para o caso em que $UR_{\text{crit}}=78 \%$. As isolinhas tracejadas indicam valores negativos. 73
- 3.47 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3}K), para o caso em que $\lambda=2 \times 10^{-4} (\text{hPa})^{-1}$. As isolinhas tracejadas indicam valores negativos. 74
- 3.48 - Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa (10^{-6}gkg^{-1}), para o caso em que $\lambda=2 \times 10^{-4} (\text{hPa})^{-1}$. As isolinhas tracejadas indicam valores negativos. 75
- 3.49 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3}K), para o caso em que $\lambda=5 \times 10^{-5} (\text{hPa})^{-1}$. As isolinhas tracejadas indicam valores negativos. 76
- 3.50 - Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa (10^{-6}gkg^{-1}), para o caso em que $\lambda=5 \times 10^{-5} (\text{hPa})^{-1}$. As isolinhas tracejadas indicam valores negativos. 76

• •

LISTA DE SÍMBOLOS

a	- Área fracional coberta por nuvens.
b	- Fator de umedecimento da atmosfera.
co	- Coeficiente de conversão ($7,5 \times 10^{-5} \text{hPa}^{-1}$).
C	- Taxa de condensação (s^{-1}).
C _p	- Calor específico à pressão constante para o ar seco ($1004 \text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$).
e	- Pressão parcial do vapor d'água (hPa).
F(αt)	- Forma de variação temporal do forçante externo.
g	- Aceleração da gravidade ($9,81 \text{ms}^{-2}$).
G _k	- Forma de variação vertical do forçante externo.
h	- Energia estática úmida (Jkg^{-1}).
h*	- Energia estática de saturação (Jkg^{-1}).
H	- Taxa de aquecimento diabático.
K	- Coeficiente de difusividade (m^2s^{-1}).
l	- Umidade específica da água líquida (gkg^{-1}).
L	- Calor latente de condensação ($2,5 \times 10^6 \text{Jkg}^{-1}$).
M _{qs}	- Convergência forçada de grande escala.
M _t	- Convergência de massa úmida ($\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$).
n	- Número de dias de integração.
p	- Pressão (hPa).
p ₀	- 1000 hPa.
q	- Umidade específica (gkg^{-1}).
R	- Constante universal para o ar seco (287Jkg^{-1}).
s	- Energia estática seca (J kg^{-1}).
S	- Fonte ou sumidouro de umidade.
T	- Temperatura absoluta (K).
z	- Altura geopotencial (m).

$\Delta\tau$	- Tempo de ajustamento convectivo.
λ	- Taxa de <i>entranhamento</i> (hPa^{-1}).
ρ	- Densidade do ar (kg m^{-3}).
π	- Função de Exner; 3,14159
σ	- Coordenada vertical adimensional.
θ	- Temperatura potencial (K).
θ_e	- Temperatura potencial equivalente (K).
θ_e^*	- Temperatura potencial de saturação (K).
ω^*	- Fluxo de massa efetivo (hPa s^{-1}).

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Ao projetar-se um modelo para previsão numérica de tempo deve-se levar em consideração as escalas de espaço e tempo dos fenômenos mais importantes que se deseja resolver. Por outro lado, nos modelos para previsão a médio e longo prazos, o intervalo de tempo de integração não pode ser muito pequeno, por uma questão de tempo de computação. O espaçamento de grade destes modelos é feito da ordem de 100 km e, portanto, apenas fenômenos de escala igual ou superior a algumas centenas de quilômetros (meso escala e escala sinótica), podem ser resolvidos diretamente.

Entretanto, há muitos fenômenos de escala menor, tais como: processos radiativos, processos que ocorrem na camada limite planetária e convecção em *cumulus*, que são importantes para o escoamento de grande escala. Uma maneira de se incorporar os efeitos dos fenômenos de pequena escala nos modelos é através de parametrização, isto é, expressar os efeitos destes fenômenos em função dos parâmetros de grande escala, resolvidos pela grade.

Estudos mostram que, nos trópicos, uma das principais fontes de energia para a grande escala é o calor latente liberado na condensação, e que ocorre principalmente em nuvens tipo *cumulus* (Nitta, 1970, 1972).

Os *cumuli*, embora sejam uma característica da atmosfera tropical, ocupariam se fossem agrupados, uma fração muito pequena da área dos trópicos (Holton, 1979). Torna-se necessário entender a maneira pela qual os *cumuli*, que têm escala horizontal da ordem de 10 km, interagem com as escalas maiores.

Há, basicamente, dois mecanismos de liberação de calor latente em nuvens tipo *cumulus*: 1) diretamente, através de parcelas que se encontram no escoamento de grande escala, e 2) através dos movimentos convectivos de pequena escala (Kuo, 1965). Estes mecanismos são esquematizados na figura 1.1.

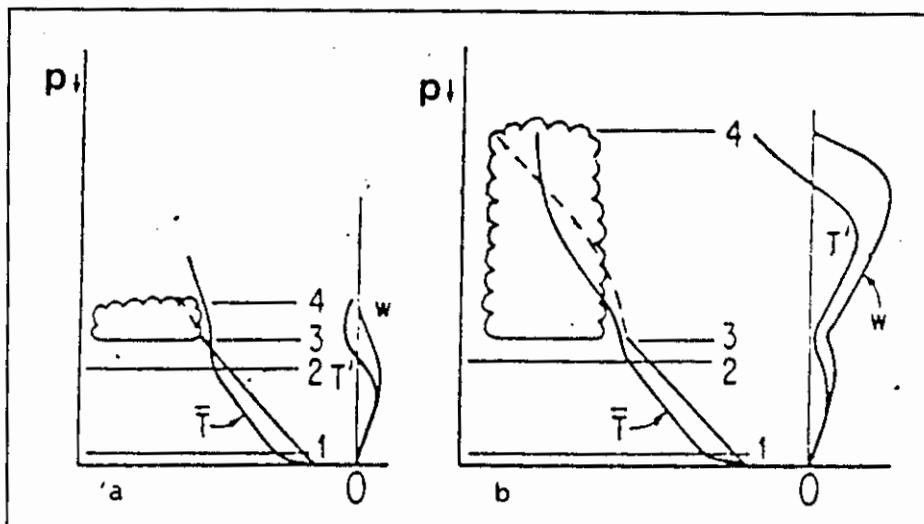


Fig. 1.1 - Representação esquemática de: a) convecção rasa, b) convecção profunda. Os perfis verticais de temperatura e velocidade vertical, associados a cada tipo de nuvem, estão à direita.

FONTE: Kuo (1974), p. 1238.

No primeiro mecanismo, a atmosfera se encontra com estratificação estável, exceto por uma rasa camada com instabilidade condicional, logo acima do nível de condensação por levantamento (NCL). Parcelas próximas à superfície são aquecidas, tornam-se flutuantes e podem atingir o NCL. Como a atmosfera está estável, terá lugar a formação de *cumulus* com pequena penetração vertical, topo nunca acima de 750 hPa (Tiedtke, 1984), denominado de *cumulus raso*. Este tipo de *cumulus*, normalmente não precipita, ou seja, depois de formado tende a se dissolver no ambiente.

No segundo mecanismo, a atmosfera se apresenta com uma profunda camada condicionalmente instável (isto é, a atmosfera é estável para parcelas subsaturadas e instável para parcelas saturadas) e deve haver convergência de umidade em baixos níveis. As parcelas, que se tornam flutuantes em baixos níveis, podem atingir níveis bem elevados. Estas condições propiciam a formação de *cumuli* profundos. Este tipo de *cumulus* apresenta intenso transporte vertical de calor, umidade e momentum; tem a base enraizada na camada limite planetária e o topo frequentemente atinge a tropopausa (Anthes e Warner, 1978). *Cumuli* profundos geralmente são responsáveis por elevadas taxas de precipitação.

Na década de 1960, surgiram os primeiros esforços, no sentido de incorporar os efeitos de convecção, nos modelos para a simulação dos sistemas meteorológicos e previsão numérica de tempo.

Charney e Eliassen (1964), em um estudo sobre desenvolvimento de furacões, propuseram o seguinte modelo de interação entre a escala convectiva e a grande escala: em uma área com instabilidade condicional, a convecção está acoplada à convergência de grande escala em baixos níveis. Esta convergência fornece umidade para o desenvolvimento dos *cumulí* que, por sua vez, fornecem calor para intensificar a baixa pressão à superfície e, assim, aumentar a convergência. Portanto, em vez de competição, há uma colaboração entre as duas escalas, grande e convectiva. A primeira fornece o "combustível" para a segunda e a segunda, através da liberação de calor latente, fornece energia para a primeira. A este acoplamento chamou-se CISK (Instabilidade Condicional de Segunda Espécie).

A maneira mais simples de parametrização de *cumulus* é o ajustamento convectivo (Manabe et al., 1965).

Este esquema consiste em ajustar o *lapse rate* (taxa de variação vertical da temperatura) da atmosfera, de modo a remover instabilidades. Geralmente a atmosfera é trazida para um estado de equilíbrio neutro. Quando não há saturação, o ajustamento é feito apenas no campo de temperatura. No caso de supersaturação, há alteração, também, no campo de umidade; a umidade é trazida de volta ao seu valor de saturação. O calor latente liberado no processo é utilizado para aquecer o ambiente e o resultado da condensação é removido como precipitação. Uma versão diferente de ajustamento convectivo é dada por Betts e Miller (1984).

Kuo (1965), em um estudo sobre desenvolvimento de furacões, apresentou um esquema de parametrização de *cumuli* profundos, em um modelo de dois níveis. Ele propôs que fossem considerados os efeitos combinados dos *cumuli* de forma estatística, ou seja, um único *cumulus* seria representante de todos os *cumuli* que houvessem na sub grade do modelo. A base da nuvem está no nível de condensação por levantamento (NCL). A temperatura (T_s) e a umidade específica ($q_s=q(T_s)$) da nuvem são aquelas da adiabática saturada, a partir do NCL. Em cada nível, a taxa de aquecimento é proporcional à diferença de temperatura entre a nuvem e a vizinhança. Este aquecimento é, então, uniformemente distribuído na área da grade.

Kuo (1974) apresentou alguns detalhes complementares ao seu esquema anterior. A hipótese básica deste esquema é que os *cumuli* profundos se desenvolvem em uma camada profunda, condicionalmente instável, sempre que a convergência de umidade em baixos níveis seja suficiente para dar suporte a este desenvolvimento. Kuo propôs a partição da convergência de umidade (M_t) em uma coluna vertical em duas frações. Uma fração bM_t é utilizada para umedecer a atmosfera, enquanto que a outra fração $(1-b)M_t$ é

considerada precipitação e utilizada para aquecer a atmosfera.

Arakawa e Schubert (1974) apresentaram um esquema no qual a variável representativa é a taxa de *entranhamento* (λ). A inovação deste esquema é que o conjunto total de nuvens é dividido em subconjuntos. Cada subconjunto contém um tipo de *cumulus* caracterizado pelo parâmetro λ . Assim, os *cumuli* que ocorrem na área da grade podem ser considerados separadamente. O esquema é baseado em uma hipótese de quase equilíbrio que supõe que a geração de instabilidade pelos processos de grande escala é quase balanceada pela estabilização nos *cumuli*.

Uma boa explicação sobre a teoria associada a parametrização de *cumulus* pode ser encontrada em Ooyama (1971). Frank (1983) dá uma revisão sobre este problema.

Krishnamurti et al. (1980) utilizaram os dados do experimento GATE-III para comparar os esquemas de Manabe et al. (1965), Kuo (1974) e Arakawa e Schubert (1974), em termos das taxas de precipitação produzidas. Comparados os resultados dos esquemas com a precipitação observada, o esquema de Kuo apresentou a melhor concordância. O esquema de Kuo apresenta, também, a vantagem de ser mais facilmente implementado, se comparado com o de Arakawa e Schubert.

A geração e a manutenção de *cumuli* rasos e profundos são controladas por mecanismos diferentes (Cho e Ogura, 1973). As restrições à formação de *cumuli* profundos são maiores do que as impostas à formação de *cumuli* rasos. Portanto, as parametrizações de *cumuli* rasos devem ser mais simples.

Tiedtke (1984) apresentou um esquema para a convecção rasa, no qual atribuía o efeito líquido dos *cumuli* rasos aos fluxos turbulentos de calor e umidade. Estes fluxos foram parametrizados com base na teoria do comprimento de mistura. Ao coeficiente de difusividade foi atribuído um valor constante dentro da camada com nuvem. A implementação deste esquema no modelo do *European Center for Medium-Range Forecast-ECMWF*, implicou em uma melhor definição do escoamento de baixos níveis.

Albrecht et al. (1986) apresentaram um esquema no sentido de incorporar os efeitos de *cumuli* rasos em adição ao esquema de ajustamento convectivo do *National Center for Atmospheric Research-NCAR*. Este esquema considera os fluxos turbulentos de calor, vapor d'água e água líquida. O fluxo de massa apresenta variação linear com a altura dentro da nuvem. O fluxo de calor é obtido através da energia estática úmida, o que permite uma medida mais direta do aquecimento devido à condensação. Os resultados, obtidos com o novo esquema, mostraram melhor concordância com as observações.

Neste trabalho serão focalizadas parametrizações de *cumuli* rasos e profundos, com ênfase para o papel dos primeiros. Para isto, será utilizado um modelo unidimensional de 18 camadas e, diferentes experimentos serão realizados. O modelo é constituído de uma única coluna vertical do modelo de circulação geral do *Center for Ocean-Land-Atmosphere Interactions - COLA/National Meteorological Center - NMC*, e é alimentado com dados de uma radiossondagem. O perfil vertical de velocidade é horizontal e mantido constante no tempo. Por não ter derivadas horizontais e velocidade vertical, processos importantes como advecção horizontal e subsidência não são considerados.

Durante a integração os campos termodinâmicos sofrem a influência dos seguintes processos: radiação de ondas curtas, realizada em intervalos de uma hora; radiação de ondas longas, a cada três horas; parametrização dos efeitos de superfície, tais como: evaporação, fluxos de calor e umidade, etc... e difusão vertical de grande escala, baseada na teoria do comprimento de mistura. Por fim são considerados os efeitos das convecções rasa e profunda.

Os principais objetivos deste trabalho são:

1) Incorporar, via forçante externo, os efeitos da convergência de umidade em baixos níveis. e observar a sua influência na formação da convecção.

2) Determinar a influência da convecção rasa no desenvolvimento da convecção profunda, através de:

- Variação dos coeficientes de difusividade no esquema de Tiedtke (1984).

- Variação dos parâmetros inerentes ao esquema de Albrecht et al. (1986) e verificação da possibilidade da sua utilização, em associação ao esquema de Kuo (1974).

No capítulo 2 serão apresentadas e discutidas as parametrizações de *cumuli* profundos (Kuo, 1965, 1974) e *cumuli* rasos (Tiedtke, 1984; Albrecht et al., 1986) e, também, as suas implementações no modelo.

No capítulo 3 serão apresentados e discutidos os resultados obtidos. No capítulo 4 serão apresentadas as conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

METODOLOGIA, FORMULAÇÃO E DADOS

Neste capítulo serão apresentados os esquemas de parametrização de *cumuli* rasos e profundos, que são utilizados neste trabalho. Mas antes será apresentada uma breve descrição do modelo a ser utilizado.

A sequência de cálculo dos processos no modelo é mostrada na Figura 2.1. Nas próximas etapas, quando for referido ao "modelo completo", deve-se ter em mente esta configuração. Ao longo do trabalho serão feitas referências à difusão vertical de grande escala. Para evitar confusão com o esquema de Tiedtke, o método de obtenção da difusão vertical será apresentado resumidamente no Apêndice A.

Embora nas discussões a seguir as derivadas verticais estejam em coordenadas p , elas são escritas no modelo em coordenadas σ ,

$$\sigma = \frac{p}{p_s} , \quad (2.1)$$

onde p_s é a pressão à superfície. As camadas do modelo são irregularmente espaçadas e são esquematicamente mostradas na Figura 2.2.

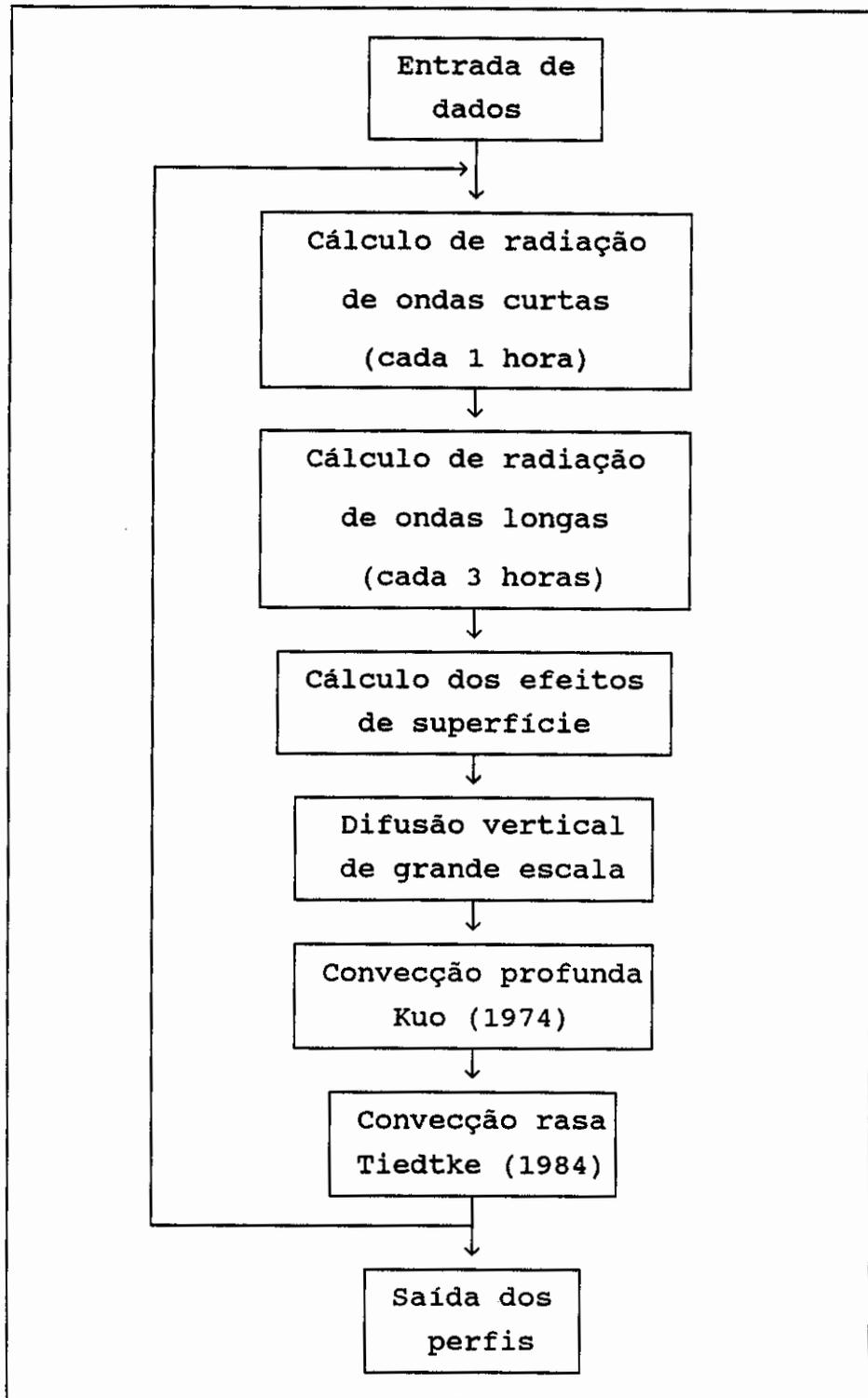


Fig. 2.1 - Fluxograma mostrando os processos calculados no modelo completo.

$\hat{\sigma}$	$\Delta\sigma$	CAMADA	PRESSÃO (hPa)
1.000			
0.950	0.050	18	021.0
0.900	0.050	17	074.0
0.850	0.050	16	124.0
0.800	0.050	15	175.0
0.750	0.050	14	225.0
0.700	0.050	13	275.0
0.650	0.050	12	325.0
0.600	0.050	11	375.0
0.550	0.050	10	425.0
	0.096	9	497.0
0.457			
	0.096	8	597.0
0.358			
	0.093	7	688.0
0.265			
	0.085	6	777.0
0.180			
	0.073	5	856.0
0.107			
	0.055	4	920.0
0.052	0.025	3	960.0
0.027	0.017	2	981.0
0.010	0.010	1	995.0
0.000			

Fig. 2.2 - Esquema vertical do modelo de 18 camadas. $\hat{\sigma}=1-\sigma$
 $\Delta\sigma$ é o espaçamento entre camadas. A pressão da
camada (correspondente a um caso em que
 $p_s=1000$ hPa) está na coluna da direita.

2.1 - PARAMETRIZAÇÕES DE CUMULUS

Um bom entendimento da convecção na atmosfera pode ser obtido através do estudo da sua influência nos campos de temperatura e umidade. Sejam as equações da termodinâmica e da variação da umidade específica,

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = \frac{H}{C_p T} \quad , \quad (2.2)$$

$$\frac{dq}{dt} = S \quad , \quad (2.3)$$

onde,

$$\theta = T \pi^{-1} = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/C_p} \quad , \quad (2.4)$$

$$q = 0,622 \frac{e}{(p - 0,378e)} \quad , \quad (2.5)$$

θ é a temperatura potencial, q é a umidade específica, T é a temperatura e p é a pressão num certo nível, C_p é o calor específico à pressão constante e R é a constante universal para o ar seco, e é a pressão parcial do vapor d'água e $p_0=1000$ hPa. Os termos H e S são, respectivamente, a taxa de aquecimento diabático por unidade de massa e as fontes e sumidouros de umidade.

Como na versão utilizada do modelo não há variações horizontais e movimentos verticais, a derivada substantiva é dada simplesmente por,

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} . \quad (2.6)$$

As contribuições dos processos radiativos, dos processos que ocorrem na camada de mistura e dos processos convectivos para os termos H e S são obtidos através de parametrizações. A seguir serão apresentadas as contribuições da convecção para estes termos.

Para simplificar as equações deve-se ter em mente a ordem de grandeza horizontal das variáveis representadas em um modelo. Um ponto de grade representa os valores de uma determinada variável em uma área $\Delta x \Delta y$ centrada neste ponto (área da malha). Considerando os *cumuli* como perturbações superpostas aos campos resolvidos pelo modelo, a temperatura e a umidade específica, em um determinado ponto de grade, podem ser expressas como a soma da média mais as perturbações que ocorrem na área da malha dominada por este ponto. Assim as Equações 2.2 e 2.3 podem ser escritas na seguinte forma (Kuo, 1974),

$$\frac{d\bar{\theta}}{dt} - Q_r - \frac{L\bar{C}}{\pi C_p} = \frac{L\bar{C}'}{\pi C_p} - \frac{\partial \bar{\omega}'\bar{\theta}'}{\partial p} , \quad (2.7)$$

$$\frac{d\bar{q}}{dt} + \bar{C} = -\bar{C}' - \frac{\partial \bar{\omega}'\bar{q}'}{\partial p} , \quad (2.8)$$

onde, Q_r é a taxa de aquecimento radiativo, L é o calor latente de condensação. C e C' são, respectivamente, as taxas de condensação produzidas pela grande escala e pelos movimentos convectivos de pequena escala. As barras sobre as quantidades indicam médias horizontais sobre a área da grade da malha do modelo, enquanto as linhas indicam perturbações de pequena escala.

Os termos do lado direito das Equações 2.7 e 2.8 representam as perturbações nos campos de temperatura e umidade causadas pela convecção. Na Equação 2.7 o primeiro termo representa a taxa de aquecimento local, devida à liberação de calor latente de condensação, o segundo significa o aquecimento devido ao transporte vertical turbulento de calor. Na Equação 2.8 o primeiro termo significa as alterações no campo de umidade, devidas às conversões entre vapor d'água e água líquida, enquanto que o segundo termo significa a redistribuição vertical de umidade causada pelo transporte vertical.

O problema da parametrização de *cumulus* consiste em obter o lado direito das equações 2.7 e 2.8 em função dos parâmetros de grande escala. Uma vez que os *cumuli* rasos e profundos são gerados por mecanismos diferentes, o problema demanda parametrizações diferentes. Agora serão apresentados alguns esquemas para a determinação destes termos e, em paralelo, as suas implementações no modelo.

2.1.1 - CONVECÇÃO PROFUNDA

O desenvolvimento a seguir baseia-se nos esquemas de Kuo (1965, 1974) e Anthes (1977a).

A teoria de parametrização de *cumulus* supõe que os *cumuli* se apresentam de modo que, as variáveis dinâmicas e termodinâmicas associadas a eles são distintas das do ambiente (vizinhança). Uma fração horizontal a da área do modelo é ocupada por *cumulus*, enquanto que a outra fração $(1-a)$ é considerada vizinhança. A fração a deve ser pequena o suficiente, a ponto de ser considerada uma pequena fração da grande escala e grande o suficiente a ponto de conter todos os *cumuli* existentes. A não verificação desta hipótese, implica que a área ocupada por

cumulus é comparável à área da grade do modelo. Isto pode acontecer em modelos cujo espaçamento de grade é muito reduzido. Neste caso a convecção deve ser resolvida explicitamente.

Com esta consideração, a média horizontal de uma variável χ , sobre a área da grade, é dada por:

$$\bar{\chi} = (1-a)\chi_d + a\chi_c , \quad (2.9)$$

onde χ pode significar ω , V , θ ou q . Os índices c e d representam os valores na nuvem e na vizinhança, respectivamente. Os valores χ_c e χ_d contêm a influência da média de grande escala. Para subtrair esta influência, definem-se:

$$\chi_c' = \chi_c - \bar{\chi} = (1-a)(\chi_c - \chi_d) , \quad (2.10)$$

$$\chi_d' = \chi_d - \bar{\chi} = - (a/(1-a))(\chi_c - \bar{\chi}) , \quad (2.11)$$

assim, o transporte vertical médio da quantidade χ pode ser expresso em termos de $\omega_c'\chi_c'$, na forma:

$$\begin{aligned} \overline{\omega'\chi'} &= (1-a)\omega_d'\chi_d' + a\omega_c'\chi_c' , \\ &= (a/(1-a))\omega_c'\chi_c' \approx a(\omega_c - \bar{\omega})(\chi_c - \bar{\chi}) , \end{aligned} \quad (2.12)$$

desta forma, o transporte vertical de χ pode ser obtido quando ω_c e χ_c forem determinados no modelo.

Um *cumulus* se apresenta com movimentos ascendente no centro e subsidente nas bordas. ω_c representa a velocidade vertical média entre estes movimentos. Embora ω_c seja muito menor que a velocidade da parte ascendente,

ainda é muito maior que a velocidade vertical média de grande escala $\bar{\omega}$ (Kuo, 1974).

A respeito do aquecimento e resfriamento adiabáticos, devido aos movimentos verticais, Kuo mostrou que estes efeitos tendem a se cancelar mutuamente e já estão incluídos no termo de advecção vertical ($\bar{\omega}\partial\bar{\theta}/\partial p$) na Equação 2.7. Então, os efeitos causados pelos movimentos convectivos de pequena escala, no campo de temperatura, são devidos apenas a liberação de calor latente e ao transporte vertical turbulento de calor, associados à convecção.

A coluna atmosférica modelada é submetida a vários testes, para verificar se haverá convecção profunda. É suposto que as parcelas se formam a partir das camadas 2 ou 3 (Figura 2.2) e mantêm a umidade específica da camada em que foram formadas. Não são permitidas inversões nas camadas inferiores quando houver convecção, isto implica em ($T_2 > T_3$). A temperatura da camada dois deve ser superior a 5°C ($T_2 > 5^\circ\text{C}$). O NCL será considerado o nível médio da camada, acima da qual a umidade específica de saturação seja menor que a da parcela. A partir desta camada, serão calculados os valores de temperatura potencial equivalente θ_e . Estes vão definir as distribuições de temperatura e umidade específica dentro da nuvem, que são os da adiabática úmida a partir do NCL.

$$\theta_e = \theta \exp \left\{ \frac{Lq}{C_p T} \right\} . \quad (2.13)$$

Considera-se que o topo da nuvem está no nível médio da última camada em que a parcela deixe de ser flutuante. Esta verificação é feita através da diferença de temperatura virtual entre a nuvem e o ambiente, dada por:

$$(T_{vc} - \bar{T}_v) = (T_c - \bar{T}) + 0,608\bar{T}(q_c - \bar{q}) , \quad (2.14)$$

a parcela deixará de ser flutuante, quando esta diferença for negativa. Só será feita convecção profunda se a espessura da camada entre a base e o topo for igual ou superior a 300hPa.

Para obter os efeitos da condensação, considera-se a convergência total de umidade em uma coluna vertical de área unitária, na forma:

$$M_t = -g^{-1} \int_0^{P_s} (\nabla \cdot \mathbf{V} \bar{q}) dp + \rho C_D V_0 (q_g - q_0) , \quad (2.15)$$

onde g é a aceleração da gravidade, ρ , V_0 , e q_0 são, respectivamente, a densidade do ar, uma velocidade horizontal característica e a umidade específica, em um nível próximo à superfície, C_D é o coeficiente de atrito próximo à superfície e q_g é a umidade específica na superfície.

O primeiro termo da Equação 2.15 representa o suprimento de umidade, pelo escoamento médio de grande escala, enquanto que o segundo representa o suprimento devido a evaporação à superfície. Desta convergência total, uma fração $(1-b)$ é condensada e o calor latente liberado é utilizado para aquecer a atmosfera. A outra fração b é utilizada para umedecer a atmosfera, este umedecimento inclui tanto o vapor d'água suprido que não condensou, quanto aquele que condensou mas reevaporou dentro da nuvem.

No modelo, a convergência de umidade necessária para criar um *cumulus* profundo deve ser suficiente para gerar uma taxa de precipitação de no mínimo 2 mm dia^{-1} .

Há várias sugestões para a determinação do fator de fracionamento b (Anthes, 1977a; Krishnamurti et al., 1983). Segundo Kuo (1974), o fator b deve ser muito menor que 1, nas regiões de convergência em baixos níveis, nos trópicos. Estas regiões apresentam elevados valores de umidade relativa. Esta condição é verificada no modelo fazendo-se:

$$b = 1 - \frac{\langle q \rangle}{\langle q_s \rangle} , \quad (2.16)$$

onde $\langle \rangle$ indica média na vertical e é dada por:

$$\langle \chi \rangle = (p_b - p_t)^{-1} \int_{p_t}^{p_b} \chi \, dp . \quad (2.17)$$

Baseado no fracionamento da quantidade de umidade contida na coluna, a taxa de condensação (que vai dar o aquecimento) integrada na vertical, é:

$$\int_0^{p_s} \bar{C}' \, dp = (1-b)gM_t , \quad (2.18)$$

onde $(1-b)M_t$ é a taxa de precipitação. A distribuição vertical de \bar{C}' é:

$$\bar{C}'(p) = \frac{(1-b)gM_t}{(p_b - p_t)} N(p) , \quad (2.19)$$

onde $N(p)$ é a função de distribuição vertical, que obedece a condição:

$$\int_0^{p_s} N(p) \, dp = \int_{p_t}^{p_b} N(p) \, dp = (p_b - p_t) , \quad (2.20)$$

onde os índices b e t referem-se à base e ao topo da nuvem, respectivamente.

Em termos de umedecimento da atmosfera, as condições acima dão:

$$\int_{p_t}^{p_b} \frac{d\bar{q}}{dt} dp = bgM_t , \quad (2.21)$$

$$\frac{d\bar{q}}{dt} = \frac{bgM_t}{(p_b - p_t)} N'(p) , \quad (2.22)$$

onde $N'(p)$ é semelhante a $N(p)$ na Equação 2.20. Estas funções têm a forma:

$$N(p) = \frac{(\theta_c - \bar{\theta})}{\langle \theta_c - \bar{\theta} \rangle} , \quad (2.23)$$

$$N'(p) = \frac{(q_c - \bar{q})}{\langle q_c - \bar{q} \rangle} , \quad (2.24)$$

A forma das funções $N(p)$ e $N'(p)$ indicam que, em uma certa camada, o aquecimento e o umedecimento serão proporcionais, respectivamente, às diferenças de temperatura e umidade específica entre a nuvem e o ambiente. Note-se que na Equação 2.24, quando a diferença de umidade for pequena, implicará em um elevado valor da umidade relativa. Isto significa que o fator b , que vai dar o umedecimento da atmosfera, será pequeno, conforme a Equação 2.16.

Substituindo-se a Equação 2.23 em 2.19 a taxa de aquecimento, devido à convecção, é:

$$aQ_c = \frac{L\bar{C}'}{\pi C_p} = \frac{g(1-b)LM_t(\theta_c - \bar{\theta})}{\pi C_p(p_b - p_t) <\theta_c - \theta>} , \quad (2.25)$$

substituindo-se a Equação 2.24 na Equação 2.22, vem:

$$\bar{C}' = \frac{bgM_t(q_c - \bar{q})}{(p_b - p_t) <q_s - q>} . \quad (2.26)$$

As equações 2.25 e 2.26 dão, respectivamente, o primeiro termo do lado direito das equações 2.7 e 2.8.

Embora o segundo termo do lado direito das Equações 2.7 e 2.8 não sejam calculados no modelo, aqui é apresentado o método proposto por Kuo (1974) para a obtenção destes termos.

Para obter o estes termos do lado direito das Equações 2.7 e 2.8 é necessário obter ω_c para utilizar na Equação 2.12. Para isto, considere-se a equação da termodinâmica, para uma nuvem.

$$\frac{\partial \theta_c}{\partial t} + \omega_c \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} = Q_c = - \frac{L}{C_p} \left(\frac{dq_c}{dt} \right) , \quad (2.27)$$

Onde Q_c é a taxa de aquecimento no *cumulus*. Mas, na região dominada por convecção,

$$\frac{dq_c}{dt} \approx - \omega_c \left(\frac{\partial q}{\partial p} \right)_{ef} , \quad (2.28)$$

o termo entre parenteses representa o gradiente efetivo de q dentro da camada com instabilidade condicional. Substituindo a Equação 2.28 na 2.27, vem:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_c}{\partial t} &= -\omega_c \left[\frac{\partial \theta}{\partial p} + \frac{L}{C_p} \left(\frac{\partial q}{\partial p} \right)_{ef} \right] , \\ &= -\omega_c \left(\frac{\partial \theta_e}{\partial p} \right)_{ef} , \end{aligned} \quad (2.29)$$

o termo entre parenteses, na Equação 2.29, representa o lapse rate efetivo da temperatura potencial equivalente, na camada condicionalmente instável.

De acordo com observações, a convecção se apresenta sob ciclos de vida de crescimento e decaimento. Denotando-se a meia vida de um *cumulus* por τ , a taxa de variação da temperatura pode ser dada por:

$$\frac{\partial \theta_c}{\partial t} = \frac{1}{\tau} (\theta_c - \bar{\theta}) , \quad (2.30)$$

substituindo a Equação 2.30 em 2.29,

$$\omega_c = - \frac{(\theta_c - \bar{\theta})}{\tau (\partial \theta_e / \partial p)_{ef}} . \quad (2.31)$$

A quantidade de massa úmida necessária para criar um *cumulus* profundo de área horizontal a , espessura de pressão $(p_b - p_t)$, temperatura T_c e umidade específica $q_s(T_c)$ é M_c e obedece a relação:

$$aM_c = \frac{a}{g} \int_{p_t}^{p_b} [(\theta_c - \bar{\theta}) C_p/L + (q_s - \bar{q})] dp , \quad (2.32)$$

esta mistura deve ser fornecida pela grande escala, no período τ . Então,

$$aM_c = \tau M_t , \quad (2.33)$$

substituindo a Equação 2.33 em 2.31,

$$\omega_c = - \frac{M_t(\theta_c - \bar{\theta})}{aM_c(\partial\theta_e/\partial p)_{ef}} . \quad (2.34)$$

Agora, utilizando as equações 2.34 e 2.12 e considerando que $\omega_c \gg \bar{\omega}$, o segundo termo do lado direito das equações 2.7 e 2.8 tem a forma:

$$- \frac{\overline{\partial\omega'\chi'}}{\partial p} = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{M_t(\theta_c - \bar{\theta})(\chi_c - \bar{\chi})}{M_c(\partial\theta_e/\partial p)_{ef}} \right] , \quad (2.35)$$

As equações 2.25, 2.26 e 2.35 formam o esquema de parametrização dos termos do lado direito das equações 2.7 e 2.8. Note-se que todos os termos são quantidades que podem ser determinadas a partir dos parâmetros mensuráveis de grande escala.

Ainda sobre o lado direito das equações 2.7 e 2.8, deve ser mencionado que os últimos termos são, geralmente, muito menores do que os primeiros. Em termos de aquecimento, o termo de transporte vertical é, na maioria das vezes, 10% do termo de aquecimento devido à condensação (Anthes, 1977a). Assim, a influência térmica dos *cumuli*

profundos é dada, principalmente, pela liberação local de calor latente, este aquecimento local determina a distribuição vertical de calor. Enquanto que o efeito do termo de transporte vertical é apenas de deslocar a taxa de aquecimento máximo, para um nível ligeiramente mais elevado (Kuo, 1974).

2.1.2 - CONVECÇÃO RASA

As condições para a formação de *cumuli* rasos são menos rigorosas do que para a formação de *cumuli* profundos. Os *cumuli* rasos não necessitam de convergência de umidade, pela grande escala. A umidade que já se encontra em baixos níveis, proveniente dos processos evaporativos, geralmente é suficiente para a sua geração. Eles se formam sob estratificação estável, têm penetração vertical de poucos quilômetros e, normalmente, não precipitam.

Embora possa parecer que os *cumuli* rasos são de importância menor para a atmosfera, o fato de se dissolverem depois de formados exerce um importante papel na modificação da estrutura vertical da camada com nuvem. Na parte inferior ocorre diminuição da umidade e aquecimento devido à condensação e à subsidência de ar seco, na parte superior ocorre umedecimento e resfriamento devido à reevaporação. Assim, a convecção rasa atua transportando calor para baixo e vapor d'água para cima. Outra propriedade, é que não obedecem a um processo pseudo-adiabático (isto é, uma vez que ocorre condensação, a água líquida é mantida como uma propriedade da parcela) (Betts, 1975).

Portanto os *cumuli* rasos mantêm a estrutura termodinâmica da baixa troposfera e são de fundamental importância para a definição do escoamento de grande

escala. Sendo assim, para um modelo ser realista deve incorporar estes efeitos.

No esquema descrito por Tiedtke (1984), os *cumuli* rasos são parametrizados como um processo de difusão vertical de calor e umidade. A água líquida não é considerada explicitamente. As tendências de temperatura e umidade são dadas na forma:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{1}{\bar{\rho} C_p} \frac{\partial H}{\partial z} , \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial W}{\partial z} , \quad (2.37)$$

H e W são, respectivamente, os fluxos de calor e umidade. Estes fluxos são parametrizados com base na teoria do comprimento de mistura, e têm a forma:

$$H = \rho C_p K \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} , \quad (2.38)$$

$$W = \rho K \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} , \quad (2.39)$$

substituindo as equações 2.38 e 2.39 em 2.36 e 2.37, vem:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho K \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right] , \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho K \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right] , \quad (2.41)$$

onde ρ é a densidade do ar e K é o coeficiente de difusividade. Ao contrário da difusão vertical de grande escala, onde os coeficientes de difusividade são calculados em função da estabilidade e do cisalhamento do vento (Apêndice A), os valores de K utilizados no esquema de Tiedtke, neste modelo, são dados como valores de entrada, obedecendo a seguinte distribuição em ($\text{em } \text{m}^2\text{s}^{-1}$): na base da nuvem $K=1,5$; no topo $K=1,0$; para uma camada logo abaixo do topo $K=3,0$ e $K=5,0$ para qualquer outra camada com nuvem.

A condição para a ativação da convecção rasa, com o esquema de Tiedtke, é que haja pelo menos uma camada com instabilidade, acima do NCL. A base da nuvem está no NCL e o topo não ultrapassa a camada 6, sendo esta uma imposição no modelo.

Uma maneira diferente de obter os efeitos da convecção é utilizar a energia estática, em vez da temperatura potencial na Equação 2.7. Betts (1974) mostrou a validade desta escolha. Considerando que o resultado da condensação é conservado como uma propriedade da nuvem, os fluxos de calor e umidade das equações 2.7 e 2.8 podem ser obtidos a partir de:

$$\frac{\partial \bar{s}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial p} [\overline{\omega' (s' - Ll')}] , \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial p} [\overline{\omega' (q' + l')}] , \quad (2.43)$$

onde $s = C_p T + gz$ é a energia estática seca e l é a umidade específica da água líquida.

Albrecht et al. (1986) propuseram um esquema para a parametrização destes termos, no sentido de incluir a convecção rasa no modelo de circulação geral de 9 níveis do NCAR, que continha, apenas, um ajustamento convectivo como parametrização de convecção.

Os fluxos, nas equações 2.42 e 2.43, são escritos na forma:

$$\overline{\omega'(s' - Ll')} = \omega^*(s_c - Ll_c - \bar{s}) , \quad (2.44)$$

$$\overline{\omega'(q' + l')} = \omega^*(q_c + l_c - \bar{q}) , \quad (2.45)$$

onde ω^* é o fluxo de massa efetivo no *cumulus*, que varia linearmente com a altura, sendo máximo na base e nulo no topo da nuvem. A quantidade $s - Ll$ foi denominada energia estática da água líquida (Betts, 1975). Para se obter os termos de 2.44 e 2.45, é necessário que se determine ω^* na base da nuvem (NCL) e os valores de s , q , e l dentro da nuvem.

Uma interpretação física simples das Equações 2.44 e 2.45 é que o fluxo líquido de uma quantidade (s , l ou q), em um certo nível, é dado pela diferença entre o fluxo desta quantidade para cima dentro da nuvem e o fluxo compensatório para baixo na vizinhança (Hack et al., 1984).

O primeiro passo é determinar ω' no primeiro nível, acima da superfície. Neste esquema, sempre que a umidade relativa, da camada inferior do modelo, ultrapassa um certo valor crítico, os processos convectivos atuam no sentido de reduzir a umidade ao valor crítico. A variação da umidade relativa UR na primeira camada do modelo é:

$$\frac{\partial \overline{UR}_1}{\partial t} = \frac{UR_{crit} - \overline{UR}_1}{\Delta \tau} , \quad (2.46)$$

onde $\Delta \tau$ é o tempo que os processos convectivos levam para ajustar a umidade relativa de volta ao valor crítico, e é chamado de tempo de ajustamento. Uma boa escolha é $\Delta \tau$ igual a uma hora (Albrecht et al., 1986).

Supõe-se, também, que as mudanças na umidade da primeira camada não dependem da temperatura. Desde que $UR \approx q/q_s$, a Equação 2.46 pode ser escrita na forma:

$$\frac{\partial \overline{q}_1}{\partial t} = (q_s)_1 \left[\frac{UR_{crit} - \overline{UR}_1}{\Delta \tau} \right] . \quad (2.47)$$

A taxa de variação de q_1 pode ser obtida em termos da divergência do fluxo de umidade, na forma:

$$\frac{\partial \overline{q}_1}{\partial t} = \frac{\overline{\omega' q_{1/2}} - \overline{\omega' q_0}}{p_s - p_{1/2}} , \quad (2.48)$$

onde os índices 0 e 1/2 referem-se aos valores na superfície e na metade da primeira camada do modelo, respectivamente. O fluxo de umidade na superfície é obtido através de uma formulação aerodinâmica. No nosso modelo este fluxo é determinado na parametrização de superfície. Combinando as equações 2.47 e 2.48 os fluxos podem ser linearmente extrapolados para obter o fluxo de umidade no NCL. Uma vez localizado o NCL, o fluxo de massa efetivo na base da nuvem, é:

$$\omega_b^* = \frac{\overline{\omega'q_{NCL}}}{\bar{q}_1 - \bar{q}_{NCL}} . \quad (2.49)$$

Para determinar as propriedades, dentro da nuvem, utiliza-se as equações de entranhamento na forma:

$$\frac{\partial h_c}{\partial p} = \lambda (h_c - \bar{h}) , \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial}{\partial p} (q_c + l_c) = \lambda (q_c + l_c - \bar{q}) + r_o , \quad (2.51)$$

$$\lambda = \frac{1}{\bar{\omega}} \frac{\partial \omega}{\partial p} , \quad (2.52)$$

onde, λ é a taxa de entranhamento, $q_c + l_c$ é a umidade específica total, $r_o = c_o l_c$ é a taxa de conversão de água da nuvem em precipitação, $c_o = 7,5 \cdot 10^{-5} \text{ (hPa)}^{-1}$ é o coeficiente de conversão, h é a energia estática úmida, dada por:

$$h = C_p T + gZ + Lq = s + Lq , \quad (2.53)$$

A diferença de energia estática seca, entre a nuvem e a vizinhança é obtida da relação:

$$(s_c - \bar{s}) \approx (1 + \gamma)^{-1} (h_c - \bar{h}_s) , \quad (2.58)$$

$$\text{onde, } \gamma \equiv \left[\frac{L}{C_p} \frac{\partial q_s}{\partial T} \right] .$$

O valor de q dentro da nuvem é obtido de:

$$q_c = \bar{q}_s + \frac{\gamma}{L(1 + \gamma)} (h_c - \bar{h}_s) , \quad (2.55)$$

uma vez que se tem q_c , l_c é obtida de 2.56,

$$\frac{\partial l_c}{\partial p} = - \frac{\partial q_c}{\partial p} + (c_0 + \lambda) l_c + \lambda (q_c - \bar{q}) , \quad (2.56)$$

é considerado que $l_c = 0$ na base da nuvem.

Os cálculos do modelo são utilizados, também, para determinar se haverá convecção rasa em um ponto de grade, bem como para determinar o topo da nuvem, se ela existir. Para isto considera-se o empuxo exercido sobre as parcelas. Considerando-se que as parcelas próximas à superfície ganham energia cinética dos processos turbulentos na camada limite, o empuxo total será dado por:

$$- \frac{R}{C_p} \left[\int_{p_s}^{p_b} (s_{vc} - \bar{s}_v) d \ln p + \int_{p_b}^{p_t} (s_{vc} - \bar{s}_v) d \ln p \right] = 0 , \quad (2.57)$$

onde s_v é a energia estática seca virtual e é dada por:

$$s_v = s + 0,608 C_p \bar{T} q - C_p \bar{T} l . \quad (3.58)$$

A primeira integral da Equação 2.57 está relacionada ao fluxo de calor na superfície, e pode ser escrita na forma:

$$\frac{R}{C_p} \int_{p_b}^{p_s} (s_{vc} - \bar{s}_v) d \ln p = \frac{4}{3} w_*^2 , \quad (2.59)$$

onde,

$$w^* = \left[g z_b \frac{(\overline{w' T_v'})_0}{T_0} \right]^{1/3}, \quad (2.60)$$

se o fluxo de calor $(\overline{w' T_v'})_0$ for zero ou negativo, a primeira integral da Equação 2.57 é considerada nula. A segunda integral é obtida utilizando-se os valores para a nuvem.

A Equação 2.57 pode ser utilizada, também, para determinar o topo da nuvem. Se a integral não se tornar positiva logo acima do NCL, supõe-se que não haverá convecção. Caso contrário, a integração continua até o nível em que se torne negativa. Então, o topo da nuvem é considerado estar logo abaixo deste nível. Esta aproximação permite que a nuvem ultrapasse o nível de empuxo nulo.

2.2 DADOS

Para se estudar parametrização de *cumulus*, é desejável que se utilize dados de uma região aonde este fenômeno seja mais característico. A Bacia Amazônica é um dos principais centros de atividade convectiva sobre os trópicos. Durante os meses de abril e maio de 1987, foi realizado um experimento no qual se obteve um grande número de observações meteorológicas sobre a Bacia Amazônica. Este experimento chamou-se ABLE 2B (Experimento da Camada Limite da Amazônia) (Greco et al., 1990). Neste trabalho o modelo terá como condições iniciais dados da radiossondagem da cidade de Manaus-AM das 00 UTC do dia 03 de maio de 1987.

No próximo capítulo, serão apresentados e discutidos alguns resultados destes esquemas no modelo.

CAPÍTULO 3RESULTADOS E DISCUSSÕES

Foram realizados alguns experimentos nos quais o modelo foi integrado para um dia (96 passos de tempo de 15 minutos) ou dois dias (144 passos de 20 minutos). As figuras contendo a evolução temporal de alguns campos termodinâmicos que serão mostrados, foram elaboradas da seguinte forma: na coluna esquerda de cada figura estarão os índices das camadas do modelo, enquanto que na coluna da direita estarão as pressões correspondentes.

Várias conclusões a respeito da estrutura vertical da atmosfera podem ser obtidas através dos perfis de temperaturas potencial θ , potencial equivalente θ_e e potencial equivalente de saturação θ_e^* , conforme a Figura 3.1. É importante considerar a equivalência entre as formas de temperatura potencial e energia estática, de acordo com as relações: (Betts, 1974).

$$s \approx C_p \theta , \quad (3.1)$$

$$h \approx C_p \theta_e , \quad (3.2)$$

$$h^* \approx C_p \theta_e^* , \quad (3.3)$$

$$\theta_e^* = \theta \exp \left\{ \frac{Lq_s}{C_p T} \right\} , \quad (3.4)$$

onde h^* é a energia estática de saturação. Perfis de s , h e h^* serão apresentados para a investigação de instantes selecionados durante a integração.

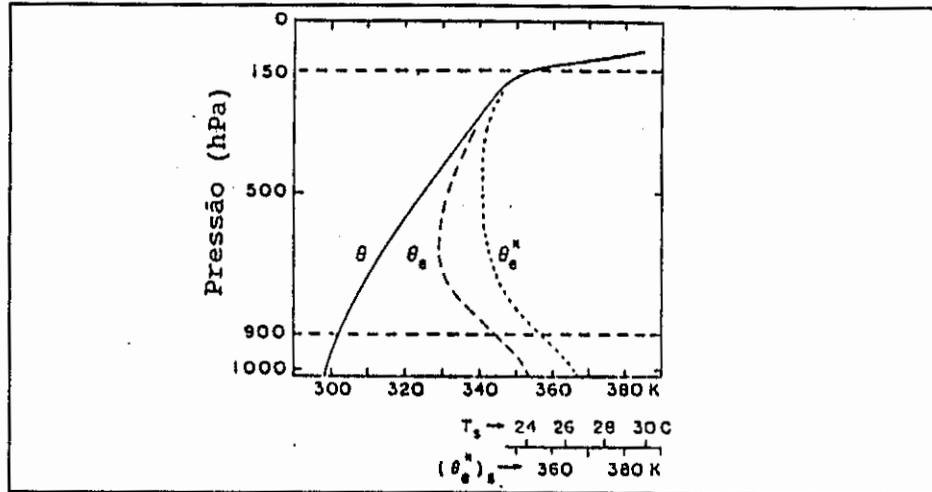


Fig. 3.1 - Perfil vertical de temperaturas potencial θ , potencial equivalente θ_e e potencial equivalente de saturação θ_e^* , para a atmosfera tropical. A correspondência entre a temperatura à superfície do mar T_s e a temperatura potencial equivalente no mesmo nível $(\theta_e^*)_s$, é mostrada na escala adicional, abaixo do diagrama.

FONTE: Ooyama (1969), p. 11.

Antes de apresentar e discutir os resultados será feita, de forma resumida, uma explicação sobre cada um dos experimentos realizados, de modo a facilitar a compreensão nas seções que seguirão.

_ Experimento 1. Este é o experimento de controle e nele o modelo completo é integrado como mostrado na Figura 2.1. As particularidades dos esquemas de convecção profunda (Kuo, 1974) e convecção rasa (Tiedtke, 1984) foram explanadas no capítulo 2. Como este experimento servirá de base para a discussão dos outros resultados, a sua discussão será mais detalhada.

_ Experimento 2. Este experimento foi realizado com o objetivo de testar a influência da intensificação da convecção rasa sobre os outros campos. Para isto os coeficientes de difusividade do esquema de Tiedtke (1984), descritos no capítulo 2, foram triplicados. Os demais processos foram mantidos como no experimento 1.

_ Experimento 3. Neste experimento, os efeitos da convergência de umidade de grande escala são incorporados ao modelo, via forçante externo. O modelo é integrado como no experimento 1, com a adição do forçante. É feita uma comparação entre os resultados obtidos com a convergência forçada à noite e a convergência forçada ao dia.

_ Experimento 4. Neste experimento o esquema de Albrecht et al. (1986) é integrado isoladamente com o objetivo de testar a sua versatilidade, independentemente dos outros processos. Para isto, os processos descritos na Figura 2.1, são desativados.

_ Experimento 5. O objetivo deste experimento, foi testar a possibilidade de utilização do esquema de Kuo em associação ao de Albrecht et al. A integração do modelo foi feita apenas com estes esquemas, ficando os demais processos, descritos na Figura 2.1, desativados.

_ Experimento 6. Este experimento é semelhante ao 5, exceto que são feitas variações nos parâmetros do esquema de Albrecht et al. (ex. umidade relativa crítica e taxa de entranhamento).

A seguir serão discutidos os detalhes de cada um destes experimentos.

3.1 - EXPERIMENTO 1

O esquema de convecção rasa utilizado neste experimento é o de Tiedtke, com o modelo completo conforme a Figura 2.1. Os coeficientes de difusividade são os descritos no capítulo 2, o período de integração é de 2 dias.

O campo de temperatura potencial é apresentado na Figura 3.2. Para realçar as camadas mais importantes, as isolinhas são irregularmente distribuídas, variando a cada 1 K entre 301 e 308 K e a cada 5 K entre 310 e 350 K. O campo permanece pouco perturbado até às 10 h de integração (6:00 HL), quando se dá o nascimento do Sol. O aquecimento da superfície e a difusão vertical geram uma camada de mistura que se estende até aproximadamente 850 hPa (camada 5). Acima desta camada, o campo permanece pouco perturbado, exceto nos altos níveis onde ocorre um aquecimento, devido à convecção profunda, conforme será visto adiante. Também pode ser observado que, dentro da camada de mistura tende a se desenvolver um perfil instável pela manhã entre 10 e 16 h (8:00 e 12:00 HL), permanecendo com a temperatura potencial praticamente constante pelo resto do dia. Estes aspectos também podem ser observados no segundo dia, caracterizando o ciclo diurno.

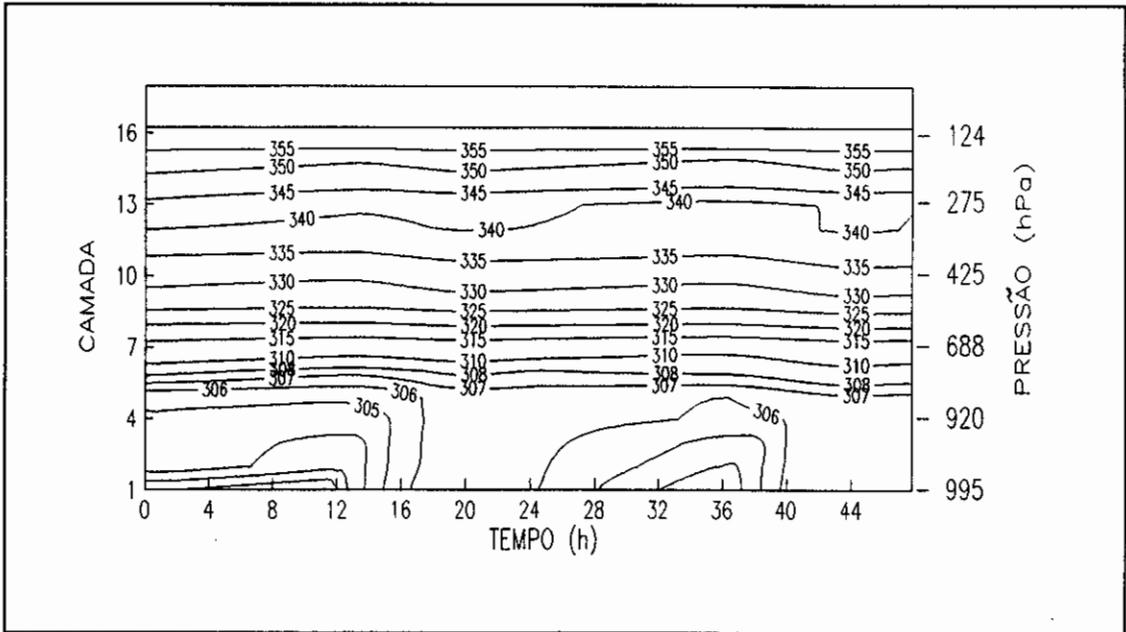


Fig. 3.2 - Campo de temperatura potencial de grande escala (K). As isolinhas estão irregularmente espaçadas para uma melhor visualização.

O campo de umidade específica está na Figura 3.3. As isolinhas são traçadas a cada 2 gkg^{-1} entre 17 e 23 gkg^{-1} ; a cada 3 gkg^{-1} entre 9 e 15 gkg^{-1} e a cada 2 gkg^{-1} entre 1 e 7 gkg^{-1} . Nota-se que as principais variações ocorrem na camada de mistura. Deve ser chamada a atenção para o papel da difusão vertical de grande escala. Dentro da camada de mistura e sob condições instáveis, os coeficientes de difusividade podem atingir valores de até $300 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Isto implica em uma elevada difusão de umidade para o topo da camada de mistura. Este efeito pode ser comprovado logo nas duas primeiras horas de integração quando há uma sensível diminuição da umidade específica, entre as camadas 2 e 4. Com o início do dia acontece um aumento da umidade devido a ativação da fonte em superfície (evaporação), mas prevalece a tendência da difusão vertical em manter a camada bem misturada com valores entre 17 e 19 gkg^{-1} .

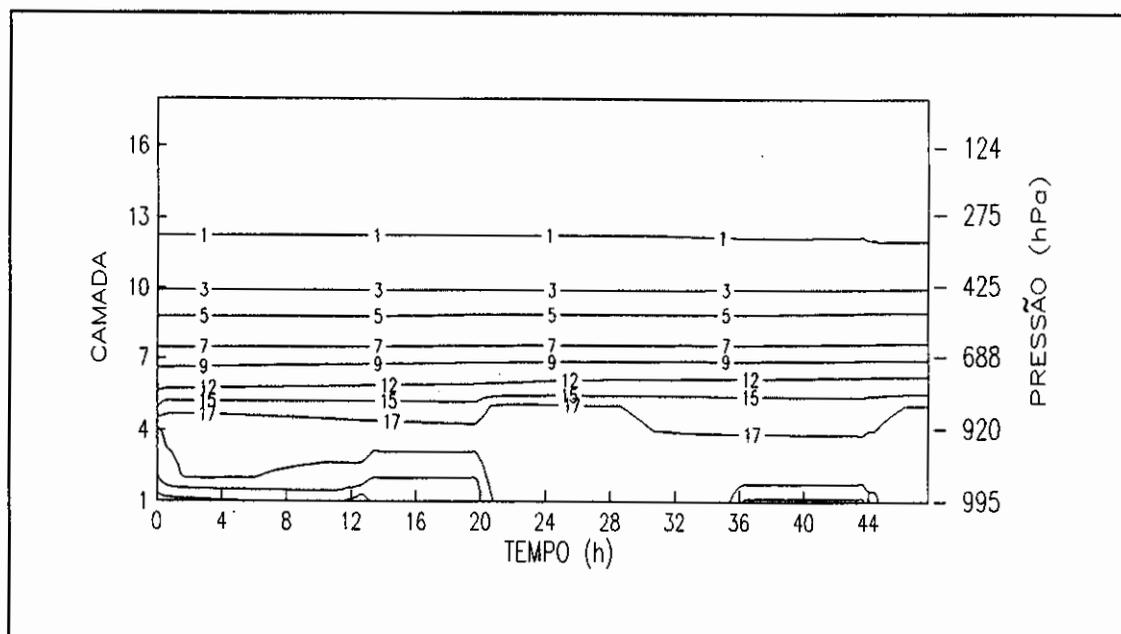


Fig. 3.3 - Campo de umidade específica de grande escala (gkg^{-1}). As isolinhas estão irregularmente espaçadas para uma melhor visualização.

Como resultado das variações de umidade específica e temperatura potencial, obteve-se o campo de umidade relativa mostrado na Figura 3.4. As isolinhas foram traçadas a cada 10% entre 60 e 90%. Fica evidenciado, mais uma vez, o papel da difusão vertical em secar a camada de mistura, localizando-se os valores máximos da baixa troposfera na camada logo acima de 900 hPa (apresentando umidade relativa superior a 90%). Tomando-se como base a camada 4, nota-se que a umidade relativa diminuiu de aproximadamente 90% no início da integração para 70% no final, enquanto que na camada 7, a umidade aumentou de 80% no início para 90% no final. Observa-se, também, alterações no campo entre as camadas 10 e 13. A seguir serão discutidas as influências das convecções rasa e profunda sobre estes campos.

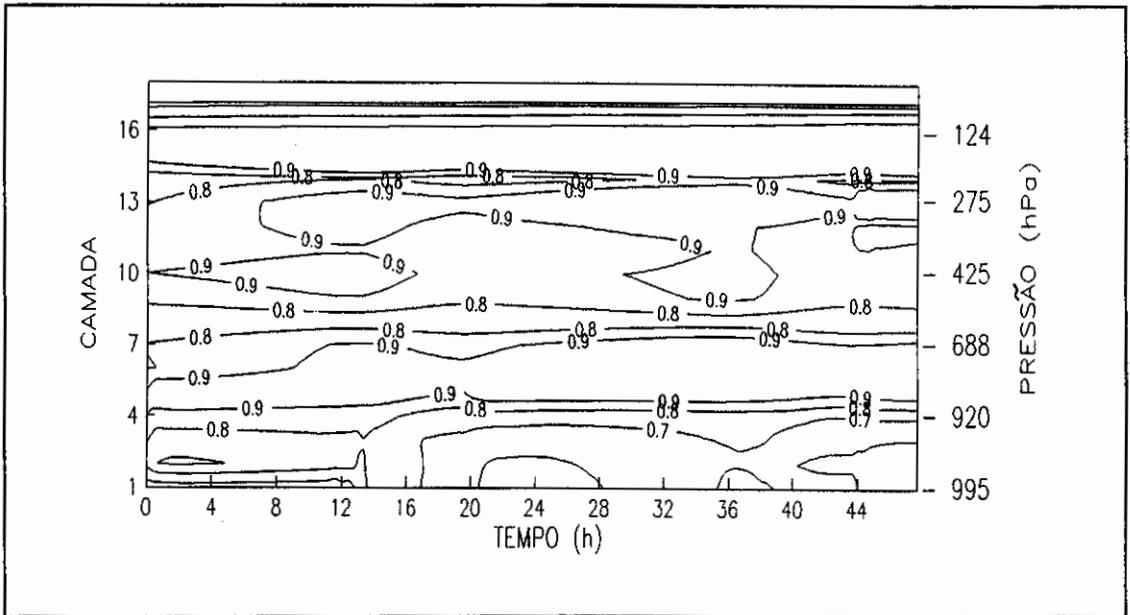


Fig. 3.4 - Campo de umidade relativa de grande escala. Valores entre 60 e 90%.

Os efeitos térmicos da convecção rasa, obtidos com o esquema de Tiedtke, estão na Figura 3.5. Estes efeitos encontram-se basicamente confinados entre as camadas 4 e 7 (900 e 700 hPa), sendo os valores, na figura, multiplicados por um fator 10^3 para uma melhor visualização e os contornos negativos estão tracejados. Os valores deste campo são incrementos adicionados diretamente ao campo de temperatura de grande escala, sendo os extremos iguais a $-0,0097$ e $0,016$ K tendo assim, pouca influência térmica. Entretanto, pode-se observar que há um domínio de incrementos negativos na parte superior e positivos na parte inferior da camada com nuvem. Uma vez que o resultado final é um transporte de calor para baixo, fica bem representado o papel da convecção rasa em desestabilizar a atmosfera.

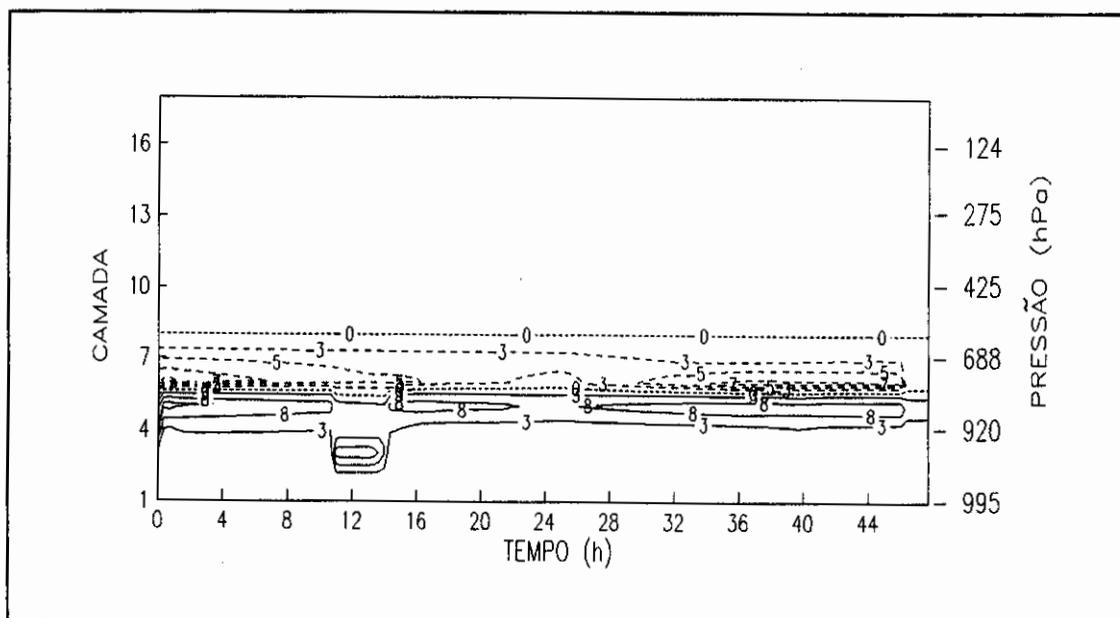


Fig. 3.5 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3} K). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

Os efeitos desta convecção no campo de umidade estão na Figura 3.6. Os valores foram multiplicados por 10^6 . Os *cumuli* rasos atuam como uma difusão extra, realizando um secamento do topo da camada de mistura (aonde geralmente estão as suas bases) e umedecendo logo acima, próximo aos seus topos. Das Figuras 3.5 e 3.6 pode-se concluir que os efeitos básicos da convecção rasa estão representados (Betts, 1975), pelo menos qualitativamente. A possibilidade de se obter uma influência maior nos campos de temperatura e umidade será investigada no experimento 2, através da variação dos coeficientes de difusividade.

Embora os coeficientes de difusividade de grande escala possam atingir valores de até $300 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, na camada de mistura, têm valores muito pequenos fora dela. Portanto, entre as camadas 4 e 7, onde geralmente ocorre a convecção rasa, a difusão provocada pelos *cumuli* rasos é maior que a de grande escala.

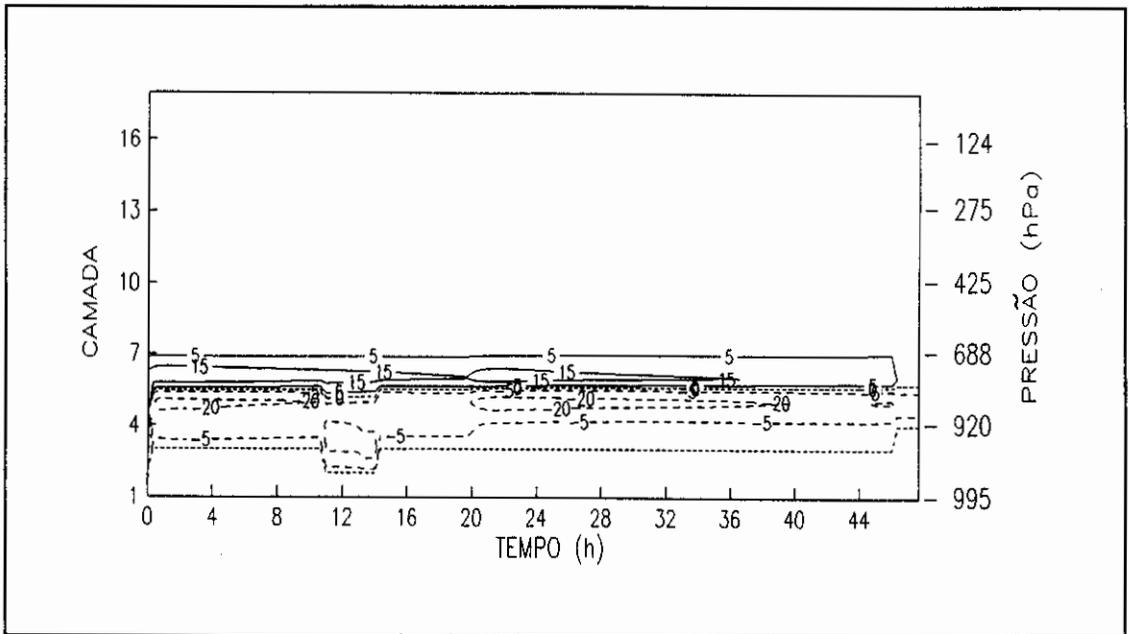


Fig. 3.6 - Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa (10^6 gkg^{-1}). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

Reportando-se aos campos anteriores, entre 12 e 20h e entre 36 e 44h na integração do modelo, observa-se instabilidade termodinâmica seca no campo de temperatura potencial e um aumento da umidade específica, dentro da camada de mistura. Estes efeitos, associados à difusão, propiciam o desenvolvimento de *cumuli* profundos, que também são favorecidos pela atuação dos *cumuli* rasos que tendem a desestabilizar a atmosfera logo acima da camada de mistura, além de umedecê-la. Estes efeitos são observados nas Figuras 3.7 e 3.8.

Os incrementos de temperatura associados à convecção profunda (Figura 3.7) estão multiplicados por 10^3 . O aquecimento máximo ocorre por volta de 300 hPa e é de 0,12 K. Estes efeitos são significativos podendo ser comprovados através do aumento de temperatura que se observa na Figura 3.2, acima de 500 hPa.

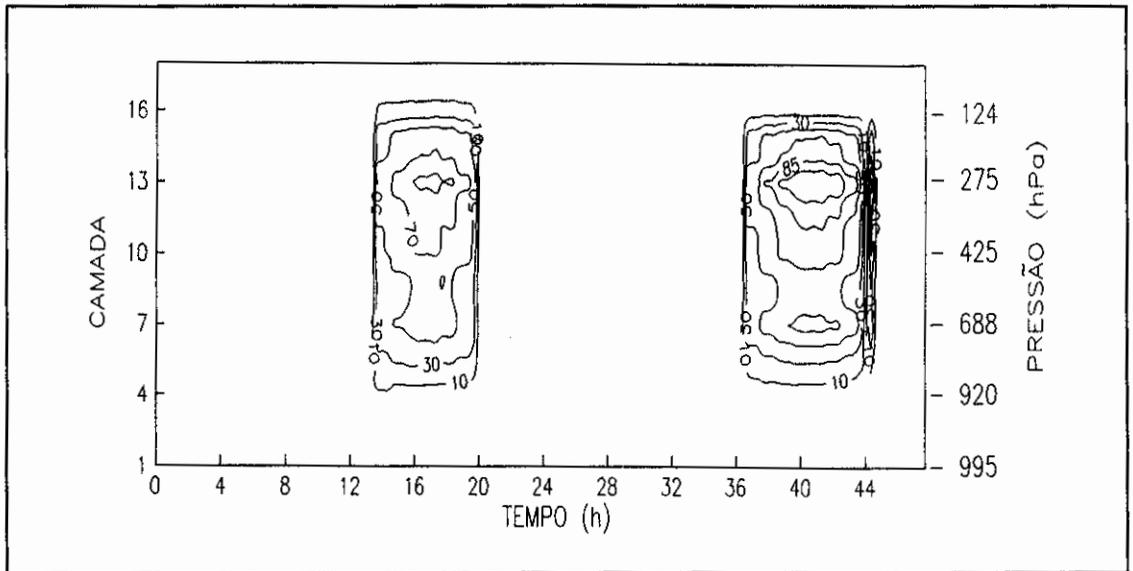


Fig. 3.7 - Incrementos de temperatura devido à convecção profunda (10^{-3} K).

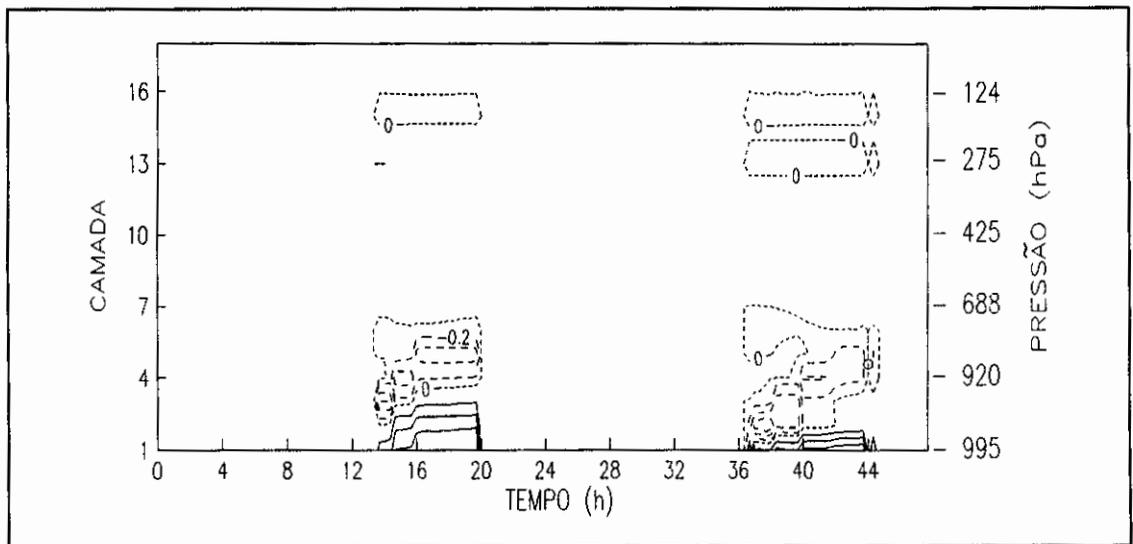


Fig. 3.8 - Incrementos de umidade específica devido à convecção profunda (10^{-3} gkg $^{-1}$). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

Segundo Kuo (1974), o fator b deve ser muito pequeno nos trópicos. Esta condição é atendida pela maneira em que o fator b é calculado no modelo. Com isto, muito

pouco da umidade disponível para a convecção é utilizada para umedecer a atmosfera. Na Figura 3.8 são apresentados os efeitos da convecção profunda no campo de umidade, com os valores multiplicados por 10^3 . Fica clara, portanto, a pouca influência deste campo. Em todo o caso pode-se argumentar que a água precipitável da atmosfera se encontra próxima ao seu valor limite e todo o vapor d'água que convergir para a coluna será convertido em precipitação.

A precipitação acumulada durante os dois dias de integração está na Figura 3.9, chegando a 7,3 mm. A precipitação acumulada no primeiro dia é de 3,1 mm, nota-se que a precipitação do segundo dia é maior, o que já podia ser esperado considerando-se a Figura 3.7.

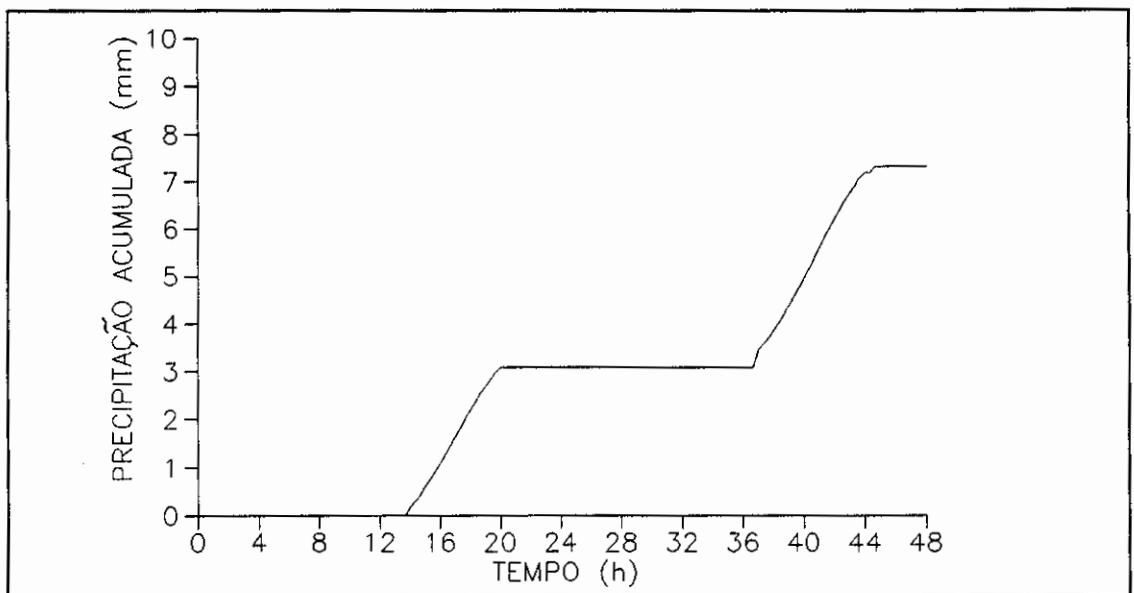


Fig. 3.9 - Precipitação acumulada devido à convecção profunda (mm).

A seguir serão mostrados os perfis de energia estática s , energia estática úmida h e energia estática de saturação h^* . Na Figura 3.10 é mostrado o perfil inicial (00 UTC). Abaixo de 900 hPa, s apresenta-se praticamente

constante, indicando uma camada bem misturada, acima s aumenta com a altura indicando estratificação estável com relação à convecção seca. Nota-se uma diferença praticamente constante entre h e h^* , abaixo de 600 hPa. Uma vez que uma parcela em ascensão conserva a sua energia estática úmida, fica claro que há condições para parcelas que se formem abaixo de 900 hPa desenvolvam convecção profunda, se conseguirem energia para vencer a área de energia negativa que é proporcional à diferença entre h da parcela e h^* do ambiente.

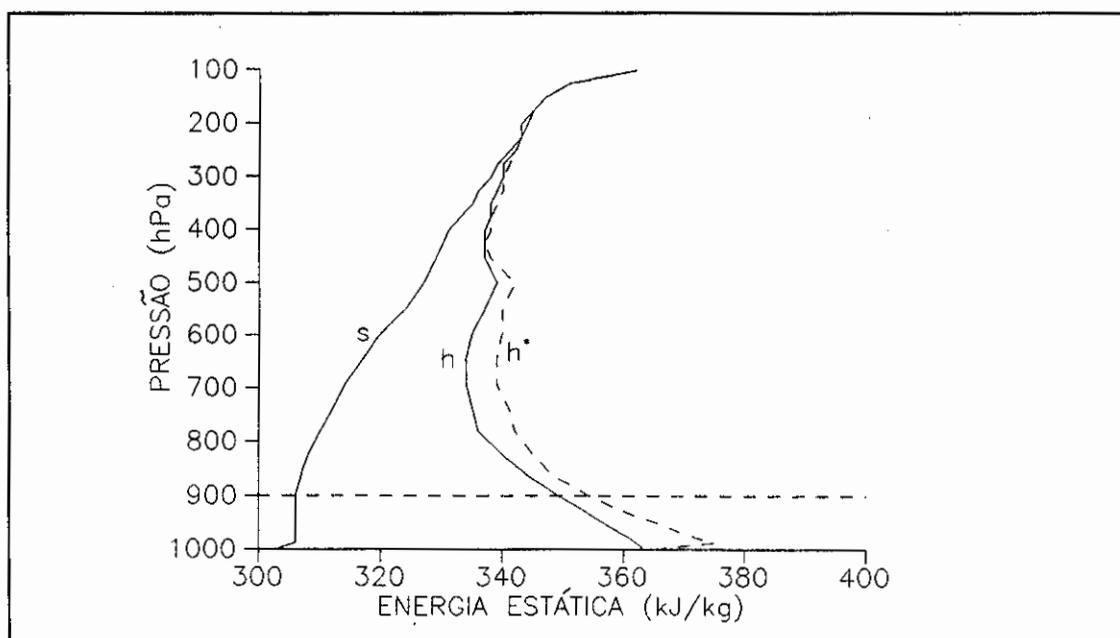


Fig. 3.10 - Perfil inicial das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}).

O fato de haver um perfil propício para o desenvolvimento de convecção profunda, concorda com as observações de Silva Dias et al. (1987) que encontraram evidências de um máximo na atividade convectiva nesta mesma hora, para o mês de janeiro, sobre a Bacia Amazônica.

Este perfil inicial servirá como referência para os outros, que serão estudados ao longo da integração, nos diversos experimentos. Deve ser lembrado que os três perfis variam em função da temperatura, além disso h depende da umidade específica e as suas principais variações dependerão da fonte em superfície, da difusão vertical, da convecção rasa e do sumidouro, na convecção profunda. Como a diferença entre h e h^* , num certo nível, é proporcional à $q-q_s$ e a umidade específica de saturação depende apenas da temperatura, as mudanças de h^* estarão ligadas às de s .

Não se observa desenvolvimento de convecção profunda nas primeiras horas de integração, embora o perfil inicial esteja favorável a este desenvolvimento. Isto se deve ao fato de o modelo depender da umidade acumulada entre dois passos de tempo consecutivos, mas a única fonte de umidade são os processos evaporativos em superfície e estes não estão sendo ativados durante a noite e somente atingem valores máximos após as 16 UTC.

O nascimento do sol, no modelo, se dá por volta de 10 UTC (6 HL) e, com isso, as fontes de calor e umidade em superfície são ativadas. A Figura 3.11 mostra os perfis de s , h e h^* após 12 horas de integração. Embora s continue aumentando com a altura, nota-se uma diminuição geral dos seus valores, abaixo de 700 hPa, devido ao resfriamento radiativo durante a noite. Isto se reflete, também, na diminuição dos valores de h^* . Na curva de h observa-se uma diminuição abaixo de 900 hPa, devida à ação da difusão vertical no início da integração (Figura 3.3) e um aumento entre 900 e 800 hPa, que é o efeito combinado da difusão vertical e da convecção rasa, que estiveram ativos durante a noite (Figura 3.6). Esta aproximação entre as curvas de h e h^* , reflete-se nos máximos valores de umidade relativa, na camada entre 900 e 800 hPa (Figura 3.4).

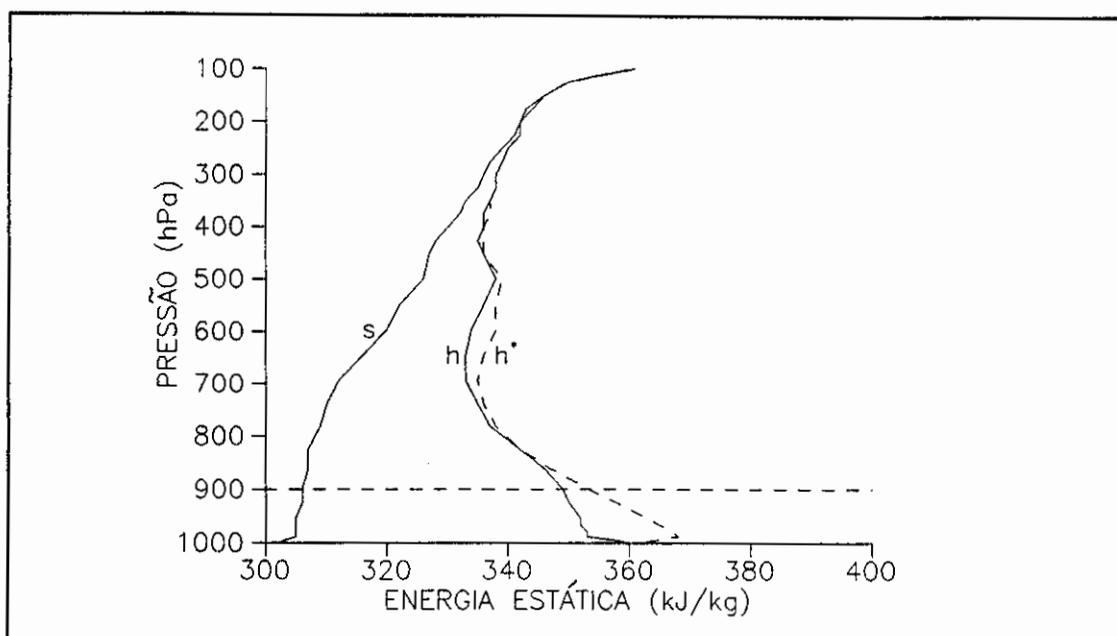


Fig. 3.11 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 12 horas de integração.

Após 14 horas de integração, a convecção profunda já foi ativada (Figura 3.8) e o perfil correspondente está na Figura 3.12. Nota-se um aumento de s , próximo à superfície, o que leva a um aumento de h^* . A camada abaixo de 850 hPa dá indícios que tende a ficar bem misturada (com s constante). Há, também, um aumento de h nesta camada. Acima de 800 hPa, nota-se uma divergência entre as curvas de h e h^* . Isto se deve aos efeitos da convecção profunda que, ao promover condensação, diminui h através da diminuição da umidade específica. O aumento de temperatura, devido ao calor latente liberado, contribui para o aumento de h^* .

As Figuras 3.13, 3.14 e 3.15, mostram a evolução de s , h e h^* nos instantes 16, 18 e 20 h de integração (12, 14 e 16 HL), respectivamente. Mantém-se a tendência de aumento de s e, conseqüentemente, h^* na camada

abaixo de 900 hPa. Como a convecção profunda permanece ativa, até às 20 h, continua o efeito de reduzir h na camada com nuvem. Abaixo de 900 hPa o perfil de h quase não se modifica, indicando um equilíbrio entre a geração de umidade em superfície e a sua destruição pelos *cumuli* profundos.

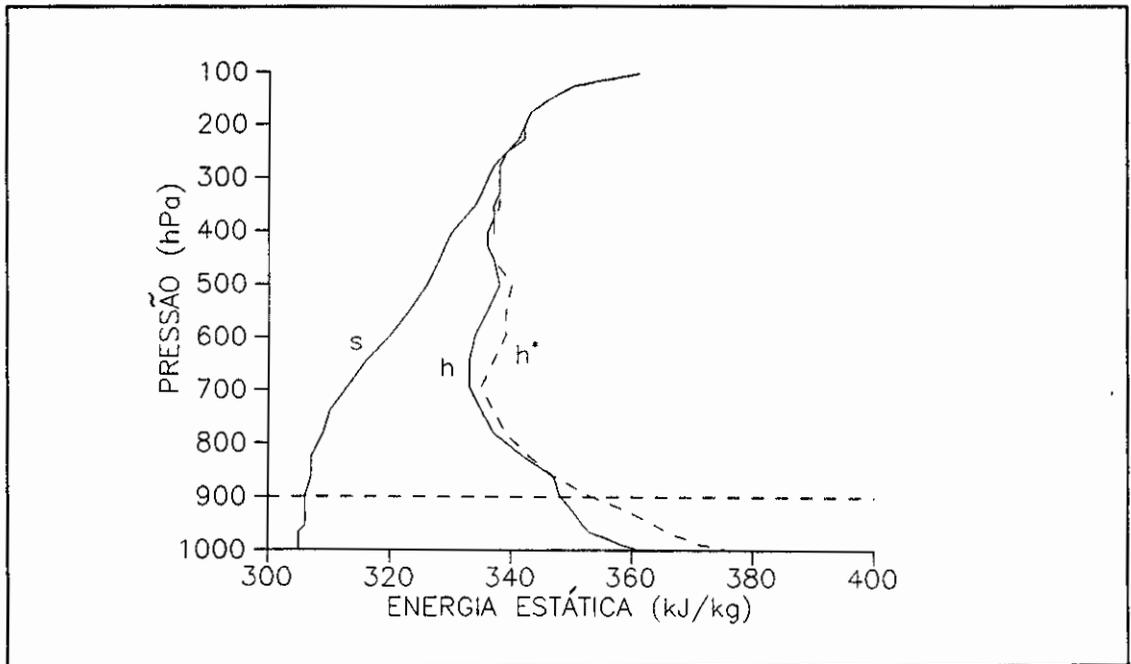


Fig. 3.12 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 14 horas de integração.

Entre 20 e 24 h de integração, permanecem ativos a difusão vertical e os *cumuli* rasos e suas ações causam o campo mostrado na Figura 3.16, aonde há uma grande diminuição de h , abaixo de 900 hPa e uma saturação logo acima. Isto é coerente com o mínimo na umidade relativa, centrado em 24 h, próximo à superfície.

Comparando-se as Figuras 3.10 (perfil inicial) e 3.16 (24 horas depois), ficam evidentes as diferenças entre h e h^* de um campo e de outro. Isto pode

ser atribuído à falta de processos importantes como advecção horizontal e movimento vertical, o que põe em questão a validade do segundo dia de integração. Em todo o caso, são mostrados os perfis para às 36 h (8 HL) e 44 h (20 HL) nas Figuras 3.17 e 3.18, respectivamente, período durante o qual observa-se convecção profunda no segundo dia. Fica evidenciado, mais uma vez, o papel da convecção profunda em estabilizar a atmosfera. Como os *cumuli* profundos do segundo dia foram mais intensos, a camada abaixo de 900 hPa encontra-se mais seca, se comparada ao dia anterior, como pode ser visto nas Figuras 3.3 e 3.4.

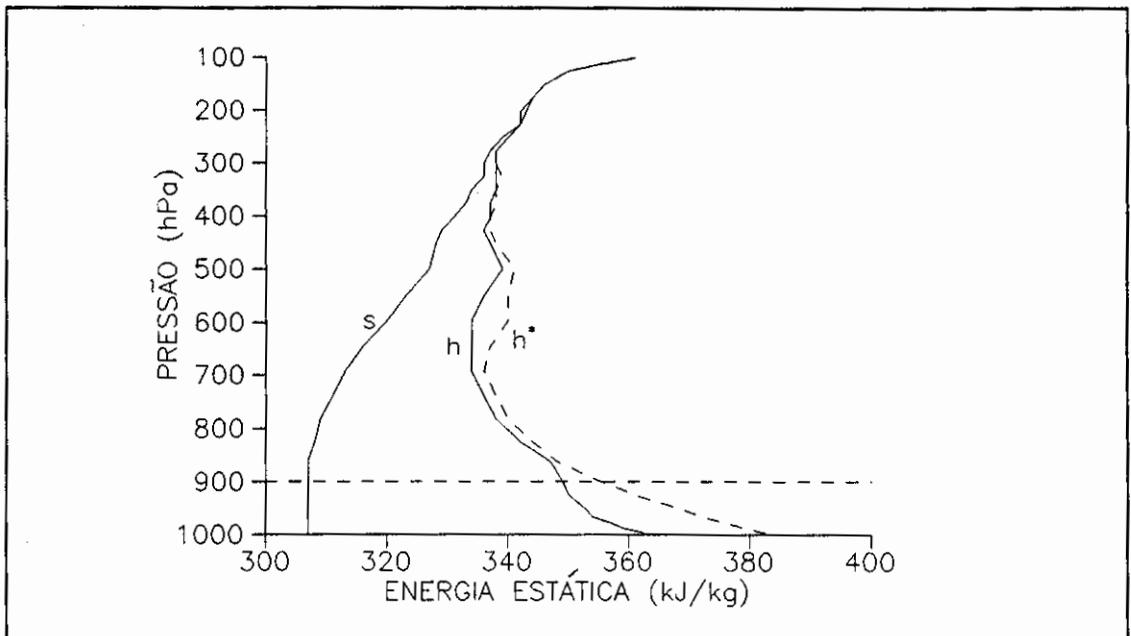


Fig. 3.13 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 16 horas de integração.

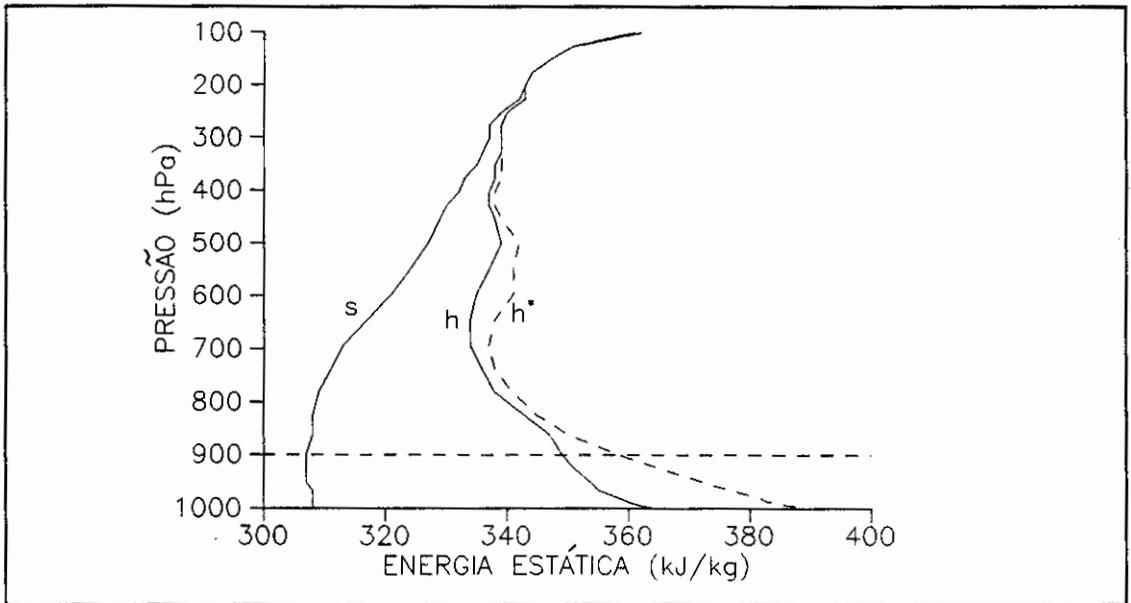


Fig. 3.14 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 18 horas de integração.

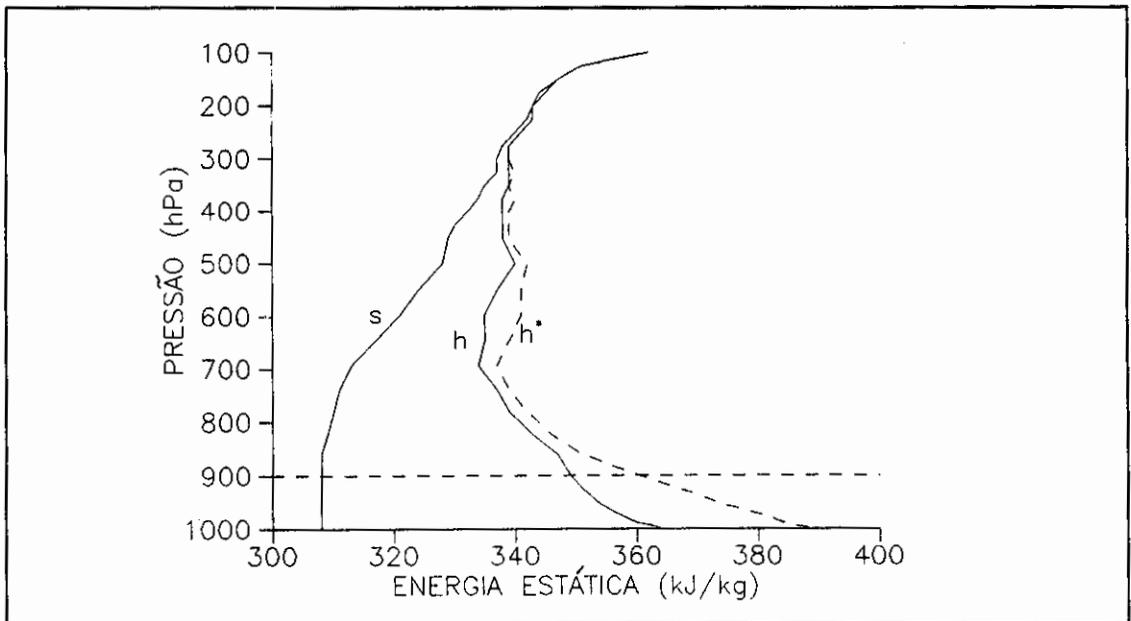


Fig. 3.15 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 20 horas de integração.

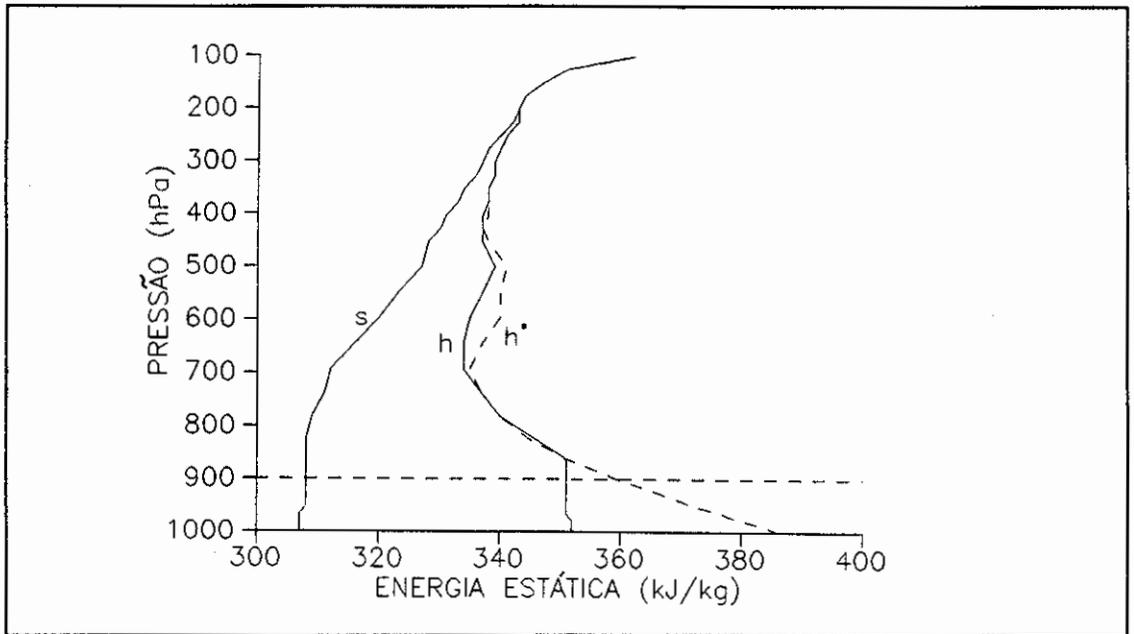


Fig. 3.16 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 24 horas de integração.

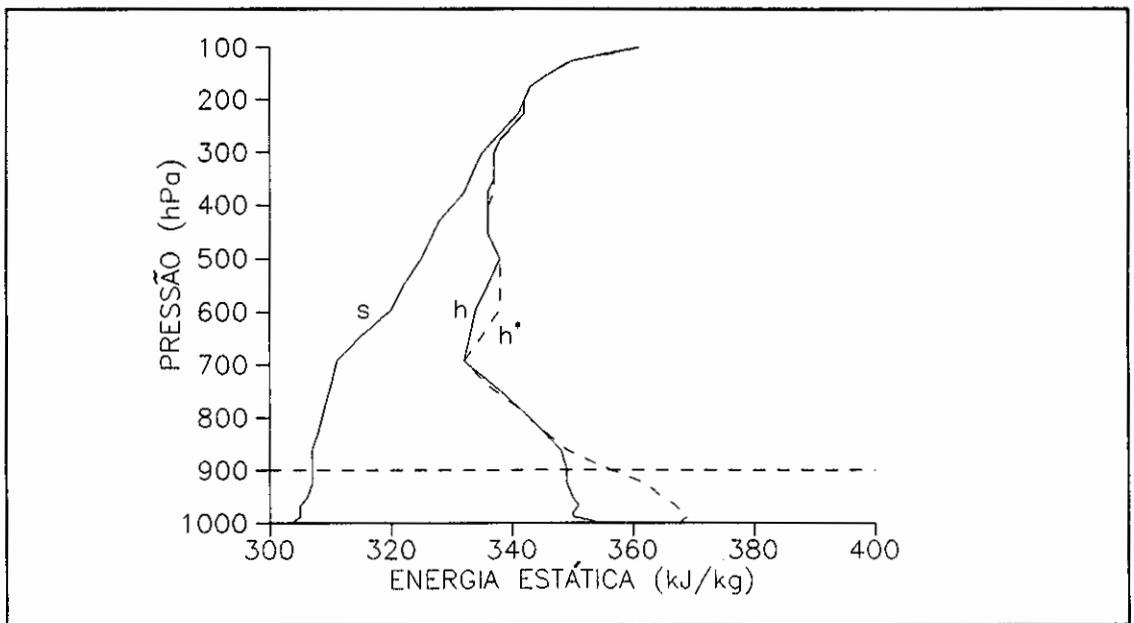


Fig. 3.17 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 36 horas de integração.

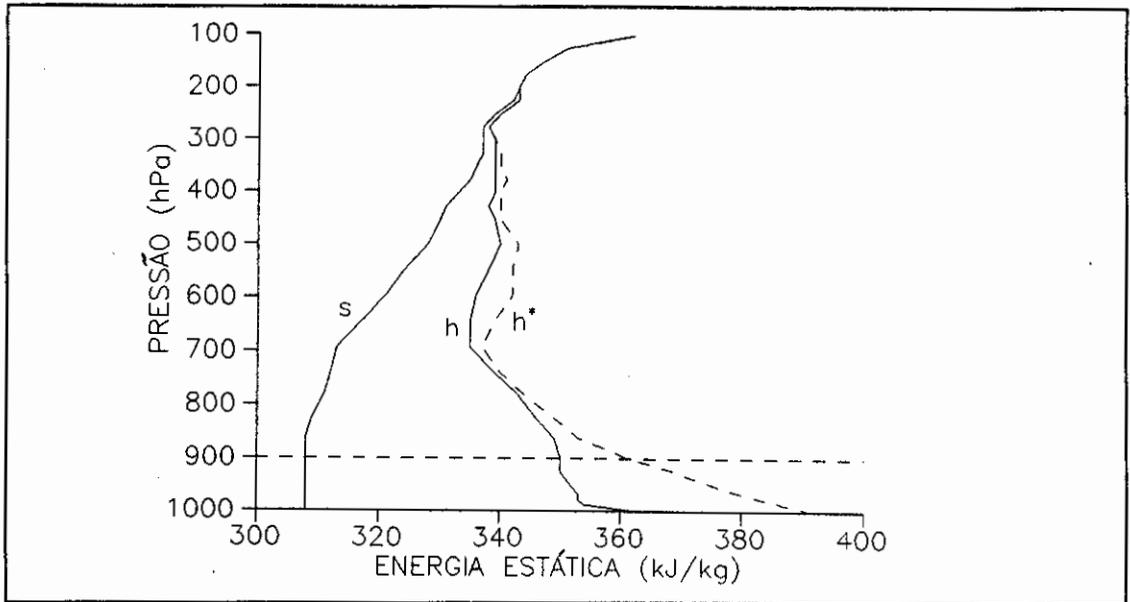


Fig. 3.18 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 44 horas de integração.

3.2 - EXPERIMENTO 2

Conforme foi discutido na seção anterior, o papel dos *cumuli* rasos está sendo bem representado, pelo menos qualitativamente. Neste experimento será avaliada a influência da convecção rasa, quando se aumentam os coeficientes de difusividade K , no esquema de Tiedtke. Os valores dos coeficientes foram multiplicados por um fator 3, passando a ser (em m^2s^{-1}): 3,0 na camada que contém o topo da nuvem; 4,5 na base; 9,0 na camada logo abaixo do topo e 15,0 para alguma outra camada, dentro da nuvem. Há de se esperar que esta mudança favoreça a convecção profunda, haja vista que os *cumuli* rasos estão sendo intensificados e exercem um efeito desestabilizante na atmosfera.

Os incrementos de temperatura e umidade específica da convecção rasa são mostrados nas Figuras 3.19

e 3.20. Embora estes campos sejam semelhantes em forma aos do experimento 1 (Figuras 3.5 e 3.6, respectivamente), os efeitos do experimento 2 são muito maiores que o triplo dos do experimento 1, devido às interações com outros processos. O máximo aquecimento chega a 0,094 K contra 0,016 K no experimento 1.

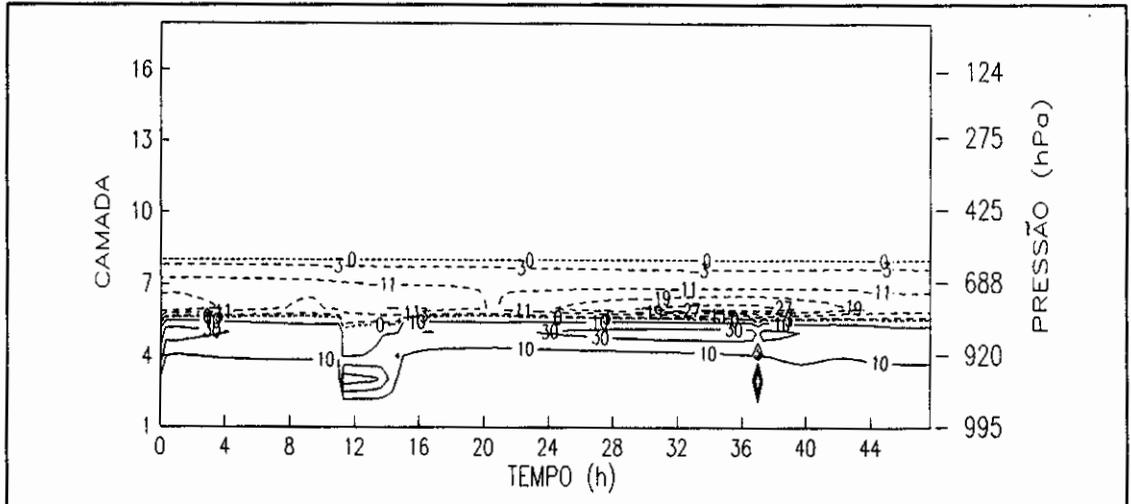


Fig. 3.19 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa, no experimento 2 (10^{-3} K).

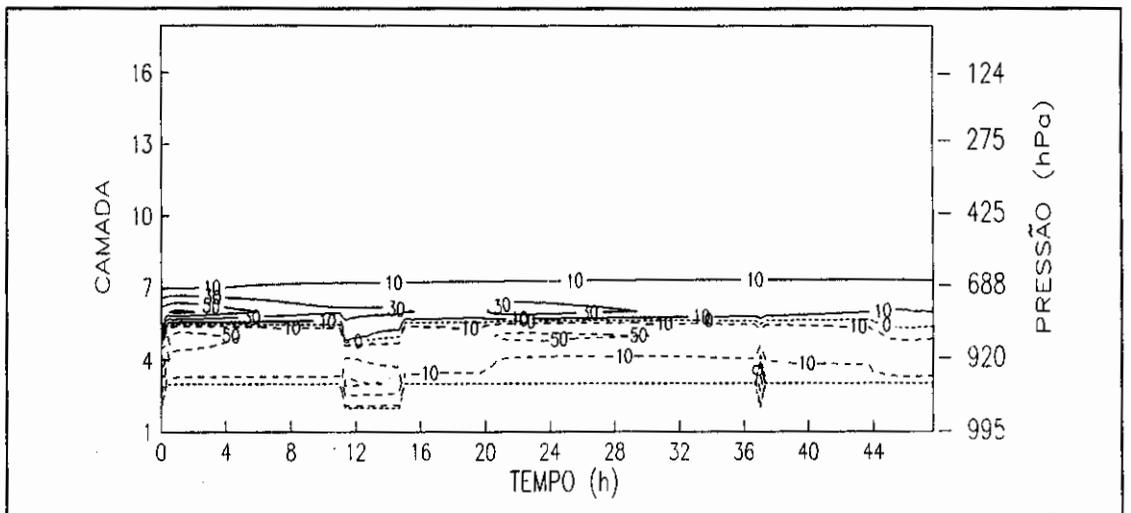


Fig. 3.20 - Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa, no experimento 2 (10^{-6} gkg $^{-1}$).

O campo de umidade específica de grande escala é mostrado na Figura 3.21, obviamente as maiores variações se dão entre as camadas 4 e 7, aonde ocorre a convecção rasa. O papel dos *cumuli* rasos em retirar umidade da camada de mistura e difundí-la para cima pode ser comprovado pelo abaixamento da isolinha de 17 gkg^{-1} .

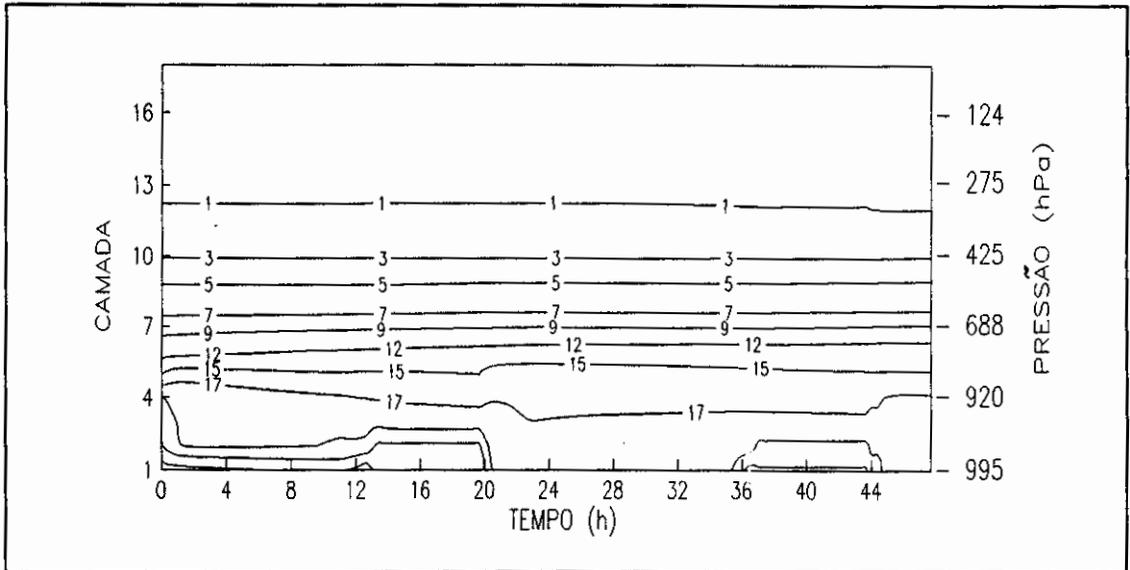


Fig. 3.21 - Campo de umidade específica de grande escala, no experimento 2, (gkg^{-1}).

No campo de temperatura potencial (Figura 3.22), nota-se um resfriamento no segundo dia. Entre 32 e 36 horas de integração a temperatura se mostra menor, com diferença de 1 K, na camada inferior, em relação ao mesmo período no experimento 1. Isto é, provavelmente, devido ao fato de as perdas por radiação de ondas longas, serem maiores quanto menor for a umidade específica próximo à superfície. Nota-se, também, um aquecimento por volta de 920 hPa, no final do segundo dia. Estas variações podem ser notadas no campo de umidade relativa (Figura 3.23) que mostra um aumento entre as camadas 4 e 7 e próximo à superfície, entre 32 e 40 horas de integração.

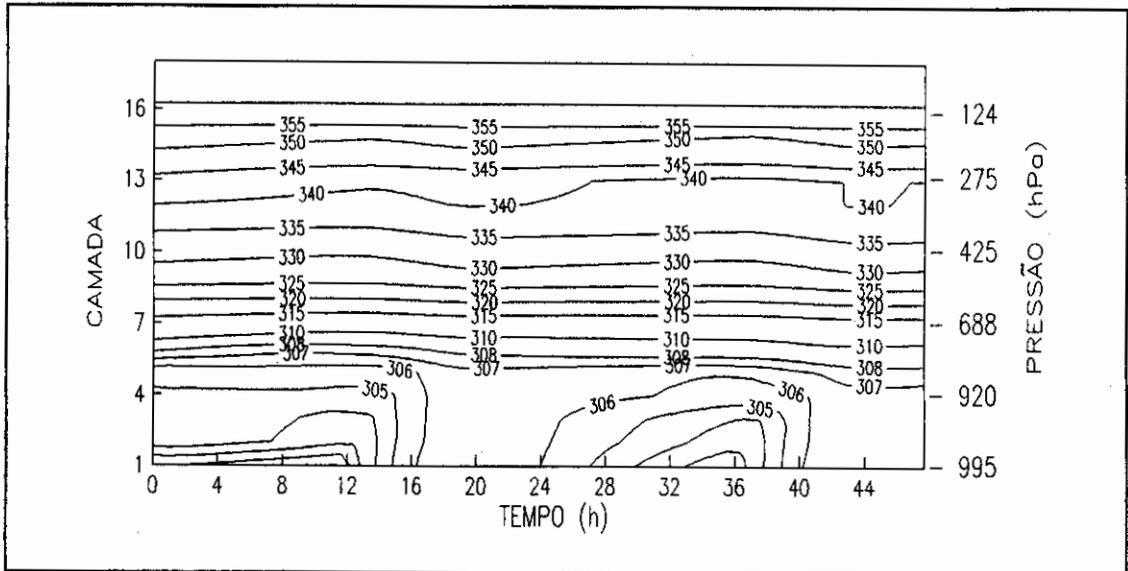


Fig. 3.22 - Campo de temperatura potencial de grande escala (K), experimento 2.

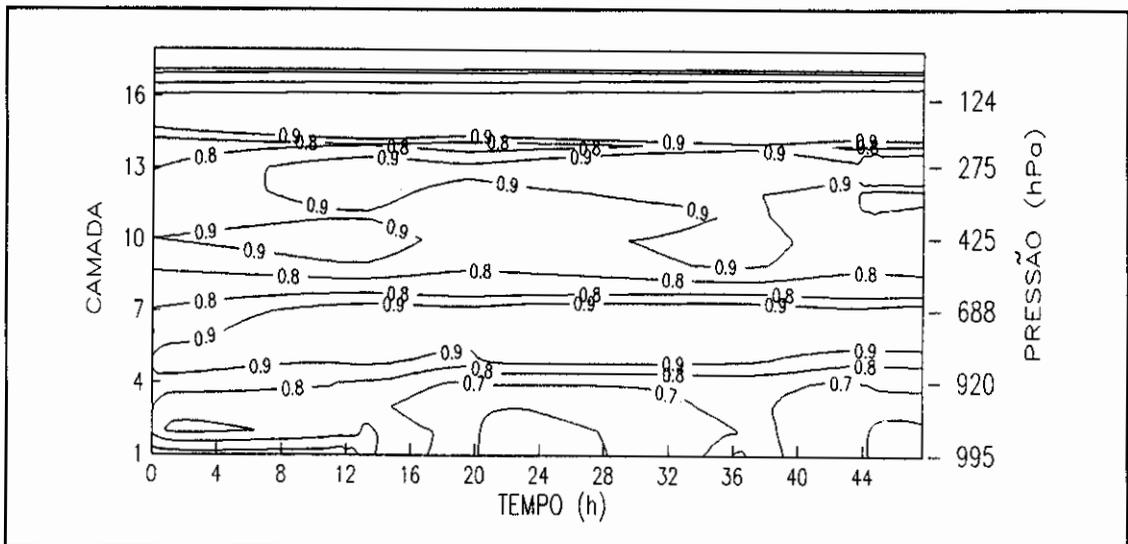


Fig. 3.23 - Campo de umidade relativa de grande escala, do experimento 2. Valores entre 60 e 90%.

A investigação da convecção profunda mostrou pouca diferença em relação ao experimento 1. O valor do máximo aquecimento foi de 0,116 K, ligeiramente menor que no experimento 1 (0,120 K). O gráfico da precipitação

acumulada (Figura 3.24) mostra que houve uma diminuição na precipitação. A precipitação acumulada ao longo dos dois dias passou de 7,3 mm no experimento 1 para 7,2 mm no experimento 2, ficando iguais no primeiro dia.

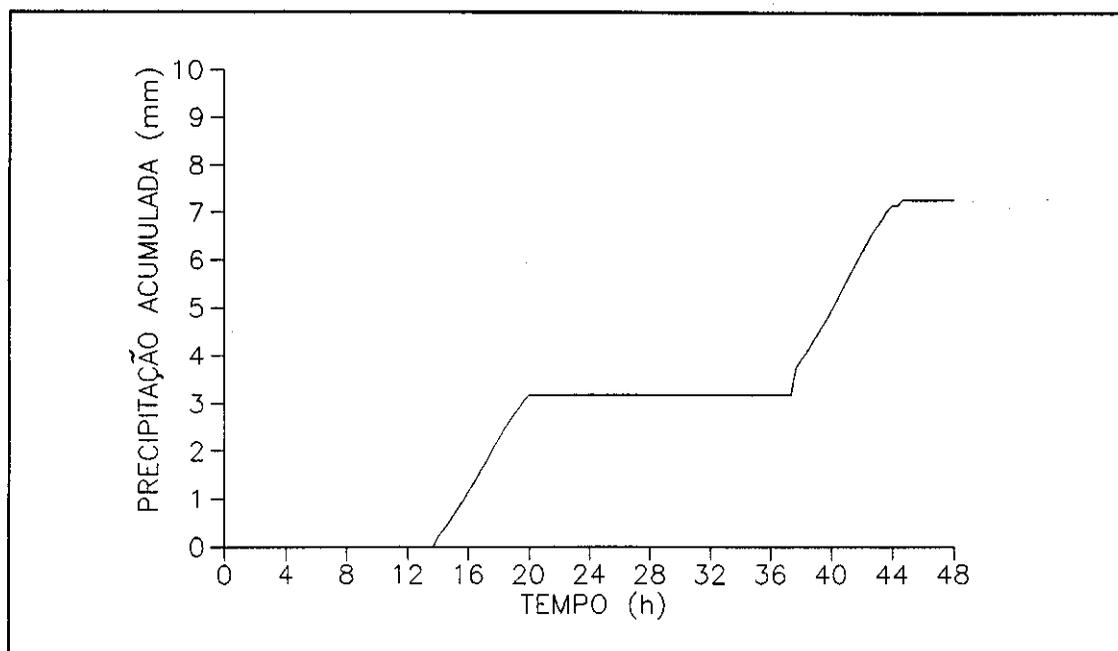


Fig. 3.24 - Precipitação acumulada devido à convecção profunda no experimento 2, (mm).

Apesar de não ter havido uma intensificação na convecção profunda, nota-se que a convecção rasa contribuiu para deixar o perfil mais instável, pelo menos na camada em que atua. Pode-se comprovar este fato através da Figura 3.25, que exibe os perfis de s , h e h^* após 12 horas de integração. A camada entre 800 e 700 hPa encontra-se saturada, a ponto de as curvas de h e h^* se confundirem, o que não foi observado no experimento 1 (Figura 3.11). Este efeito também causa uma maior diferença entre h e h^* , abaixo de 850 hPa, se comparado com o experimento 1.

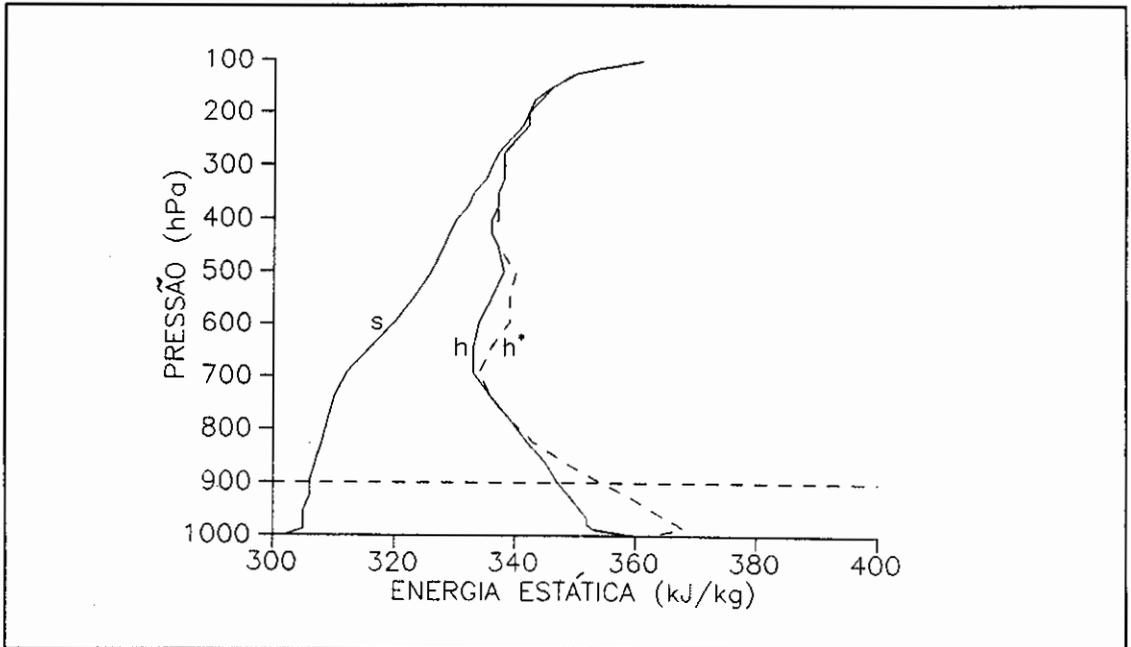


Fig. 3.25 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 12 horas de integração (experimento 2).

Neste ponto já pode-se discutir a razão de não ter-se verificado uma intensificação dos *cumuli* profundos no experimento 2. O fato é que esta difusão extra, proporcionada pelos *cumuli* rasos, tende a secar a camada de mistura. Esta diminuição da umidade deveria provocar uma resposta proporcional da fonte em superfície, o que não acontece. Conforme foi visto no capítulo 2, as parcelas são definidas nas camadas 2 ou 3 (981 e 960 hPa, respectivamente). Como esta difusão imposta pelos *cumuli* rasos implica em uma diminuição da energia estática úmida h , nas camadas inferiores, as parcelas ali formadas e que conservam h do seu nível original, tendem a formar *cumuli* profundos menos intensos do que poderia ser esperado.

O perfil das 24h, quando se encerra a convecção profunda é mostrado na Figura 3.26. Nota-se que as curvas de h e h^* estão mais próximas, se comparado ao mesmo horário no experimento 1 (Figura 3.15), esta aproximação deve-se mais ao aumento de h do que à diminuição de h^* , acima da camada 4.

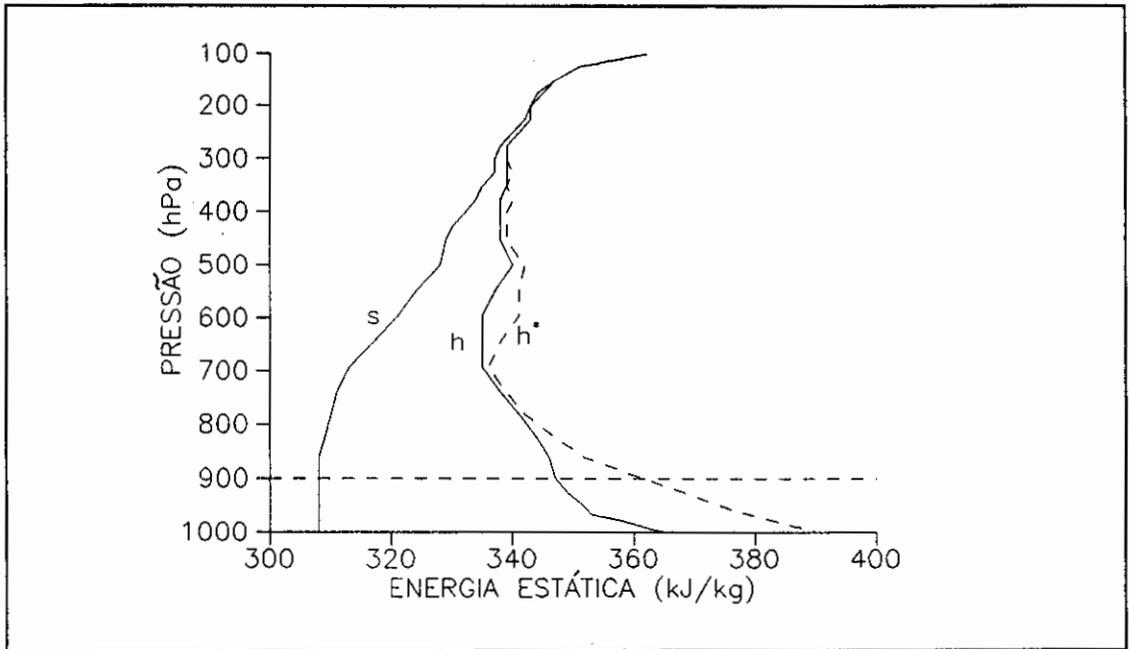


Fig. 3.26 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 20 horas de integração (experimento 2).

3.3 - EXPERIMENTO 3

Uma das hipóteses principais do esquema de Kuo é que a convecção profunda se desenvolve em regiões dominadas por convergência de grande escala em baixos níveis. Esta convergência transporta a umidade que vai alimentar o *cumulus* formado (Charney e Eliassen, 1964). Trabalhos observacionais, como o de Cho e Ogura (1974), dão suporte a esta hipótese.

Reportando-se a Equação 2.15, apenas os efeitos do segundo termo, do lado direito, estão sendo determinados no modelo, na parametrização de superfície. Neste experimento serão incorporados ao modelo, via forçante externo, os efeitos da convergência de umidade de grande escala (primeiro termo do lado direito da Equação 2.15). Este termo, chamado M_{gs} , foi definido como função do tempo, para garantir uma variação diurna no forçante e função da altura, para concentrar os maiores valores nos baixos níveis. Assim,

$$M_{gs} = A_q G_k F(\alpha t) , \quad (3.5)$$

onde,

$$\alpha t = -\text{sen} \left[\frac{I n 2\pi}{T_{\max}} \right] , \quad I = 1, 2, \dots, T_{\max}, \quad (3.6)$$

$$F(\alpha t) = \begin{cases} \alpha t & , \text{se } \alpha t > 0 \\ 0 & , \text{se } \alpha t < 0 \end{cases} , \quad (3.7)$$

$$G_k = \cos \left[\frac{(k-1)\pi}{2(K_{\max}-1)} \right] , \quad k = 1, 2, \dots, K_{\max}, \quad (3.8)$$

$F(\alpha t)$ é a forma do forçante no tempo e é semelhante ao utilizado por Silva Dias et al. (1987). Esta forma, apresentada na Figura 3.27, permite que seja acrescentada ao modelo uma quantidade variável de umidade, com um ciclo bem definido no tempo. Note-se que esta função não faz diminuir a umidade do sistema. Para garantir a variação diurna na Figura 3.27, I representa os passos de tempo do modelo, n é o número de dias de integração e T_{max} é o número máximo de passos de tempo, $T_{max}=96$ para $n=1$ e $T_{max}=144$ para $n=2$ dias. G_k é uma função que dá uma variação vertical a este forçante, de modo que $G_k=1$ na primeira camada e $G_k=0$ na camada igual a K_{max} . Como se quer aumentar a umidade em baixos níveis a K_{max} foi atribuído o valor 8, o que implica $G_k(597 \text{ hPa})=0$, (Figura 2.1). A_q é a amplitude da função M_{gs} .

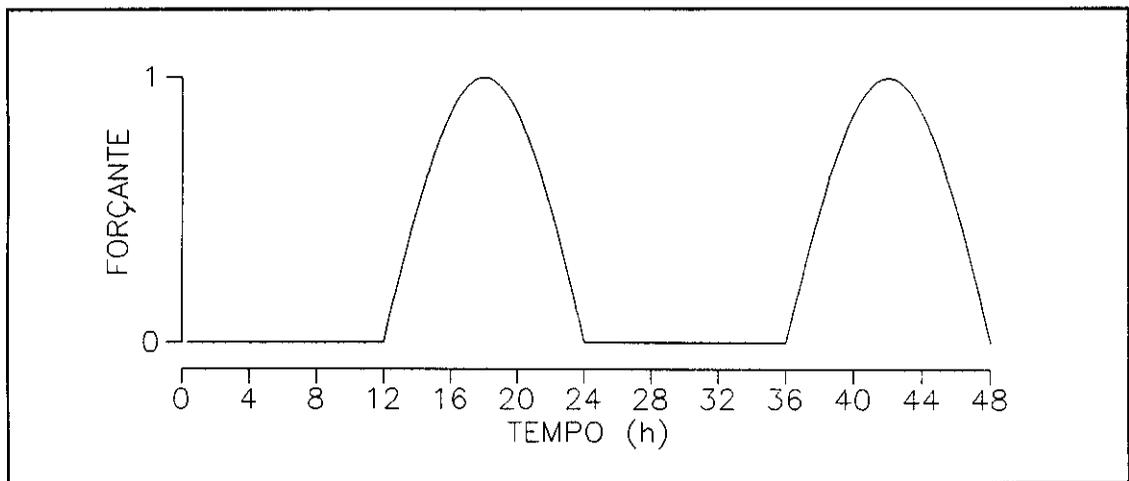


Fig. 3.27 - Forma da função utilizada para forçar a convergência de umidade de grande escala.

Souza (1991) mostrou que, durante o período do experimento ABLE 2B, a precipitação média diária, devida à convergência de umidade na área do experimento, foi da ordem de 6 mm dia^{-1} . Neste trabalho, o valor de A_q foi escolhido de modo que o aumento na precipitação, devido ao

forçante M_{gs} , não ultrapasse estes 6 mm dia^{-1} . Portanto, foi escolhido $A_q=8.0 \times 10^{-5}$ em cada passo de tempo de 20 minutos.

A seguir serão apresentados os resultados deste experimento. Foi utilizado o esquema de Tiedtke para a convecção rasa e os coeficientes de difusividade são os do experimento 1.

Os incrementos de temperatura devido aos *cumuli* profundos são mostrados na Figura 3.28, os valores estão multiplicados por 10^3 . O aquecimento máximo é de $0,22 \text{ K}$, contra $0,12 \text{ K}$ no experimento 1 (Figura 3.7). Além do aumento da intensidade houve aumento na duração. Neste experimento eles estiveram ativos por mais de 8 horas, enquanto que duraram menos de 7 horas no primeiro dia do experimento 1.

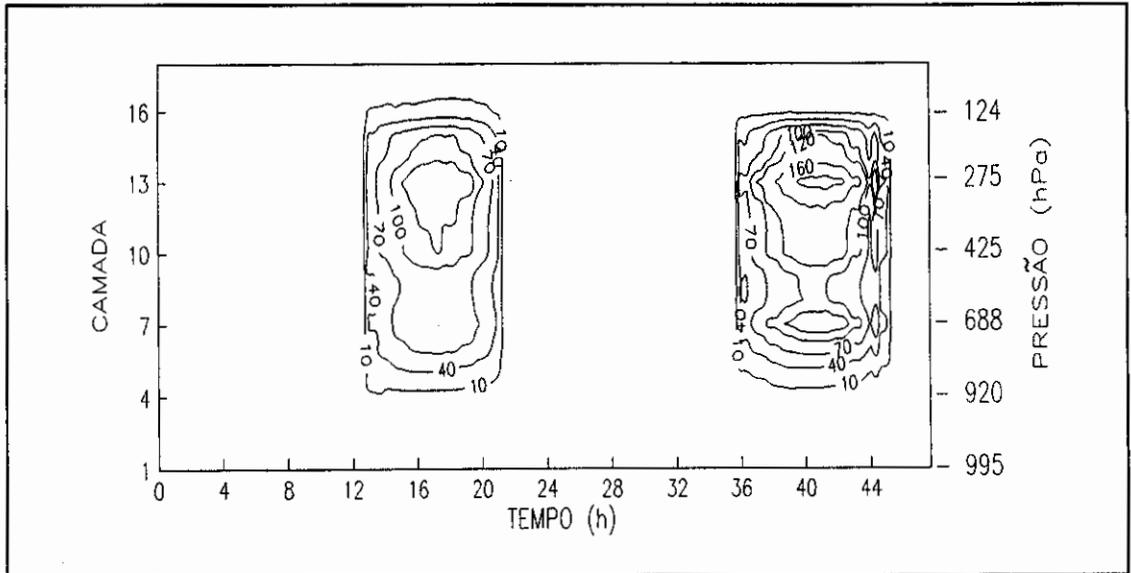


Fig. 3.28 - Incrementos de temperatura devido à convecção profunda (10^{-3} K), com forçante externo.

Embora este forçante tenha significado um aumento da umidade abaixo de 600 hPa , o campo de *cumuli*

rasos se mostrou semelhante ao do experimento 1. Isto leva a se pensar que os *cumuli* profundos estão de tal maneira ativos, a ponto de transformar em precipitação a maior parte da umidade que é gerada no modelo. Esta hipótese parece se confirmar ao se verificar o campo de umidade específica na Figura 3.29. Nota-se que acima da camada de mistura, este campo é praticamente semelhante ao do experimento 1 (Figura 3.3), isto porque a umidade que está convergindo não está sendo utilizada para umedecer a atmosfera. Dentro da camada de mistura, observa-se um aumento da umidade próximo à superfície, entre 12 e 21 h. Mas a ação da convecção profunda causa uma diminuição na umidade das camadas 2 e 3. Nota-se, também, que no segundo dia as camadas inferiores estão ainda mais secas, com umidade específica inferior a 19 gkg^{-1} .

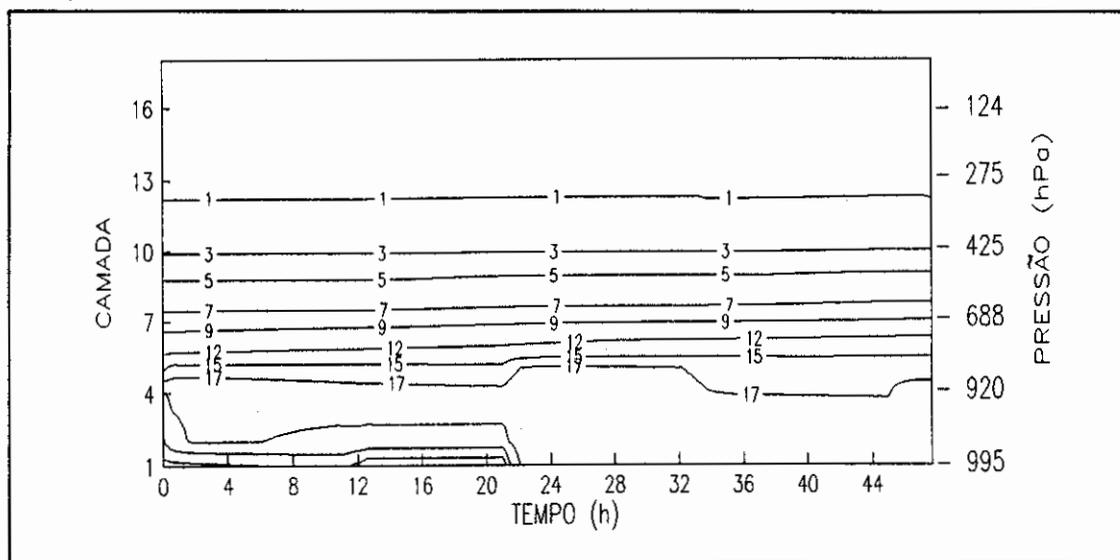


Fig. 3.29 - Campo de umidade específica de grande escala, no experimento 3, (gkg^{-1}).

Os maiores efeitos da convecção profunda podem ser vistos no campo de temperatura potencial (Figura 3.30). Acima da camada de mistura acontece um aumento com o tempo, que se torna maior por volta de 300 hPa, aonde

ocorre o aquecimento máximo. Nota-se, também, um aumento de temperatura entre 32 e 38 horas de integração, este aumento significa um aquecimento de 1 K em relação ao mesmo período no experimento 1. O fato de a umidade gerada ser imediatamente convertida em precipitação causa uma diminuição no campo de umidade relativa, conforme pode ser visto na Figura 3.31. Além da diminuição ocorrida na camada de mistura, nota-se uma redução nos altos níveis, por causa do aumento da temperatura. Como já era esperado, houve uma intensificação na precipitação. A precipitação acumulada em 1 e 2 dias passou de 3,1 e 7,3 mm, no experimento 1, para 5,9 e 13,5 mm neste experimento (Figura 3.32), ficando este aumento, abaixo de valor encontrado por Souza (1991). Isto porque, neste experimento, o forçante está ativo por apenas 12 horas e fornece uma quantidade de umidade variável ao modelo.

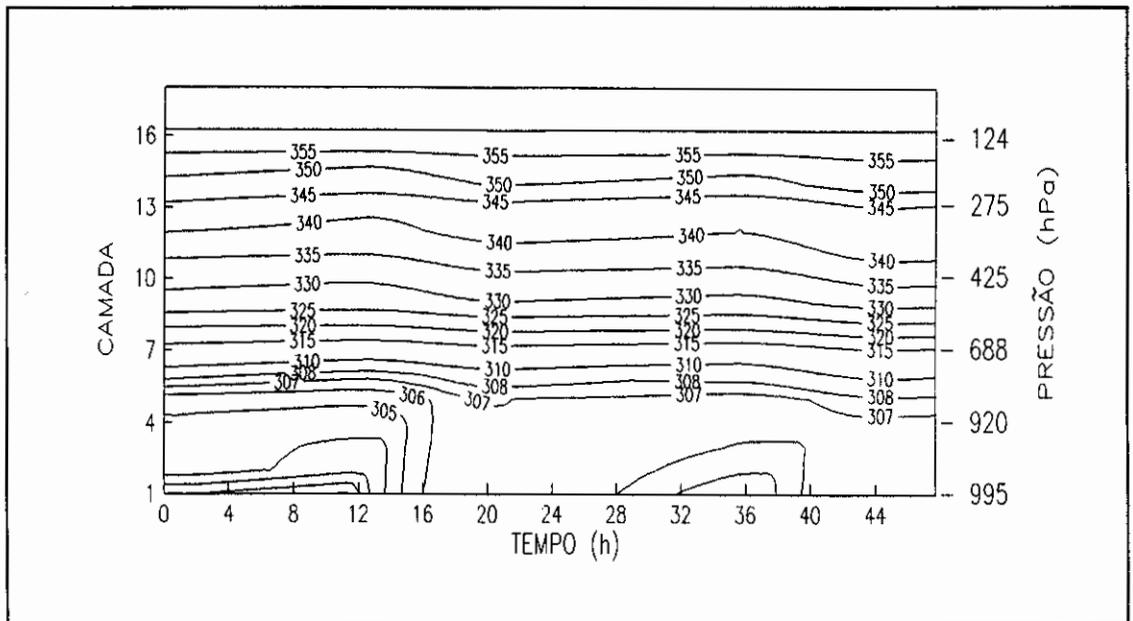


Fig. 3.30 - Campo de temperatura potencial de grande escala (K), experimento 3.

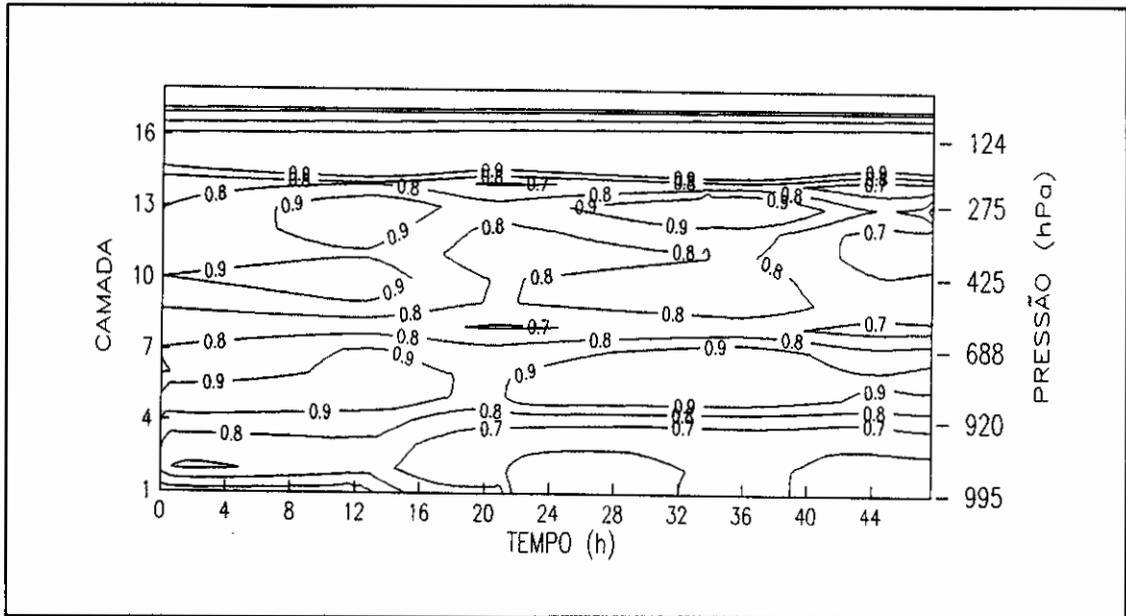


Fig. 3.31 - Campo de umidade relativa de grande escala, do experimento 3. Valores entre 60 e 90%.

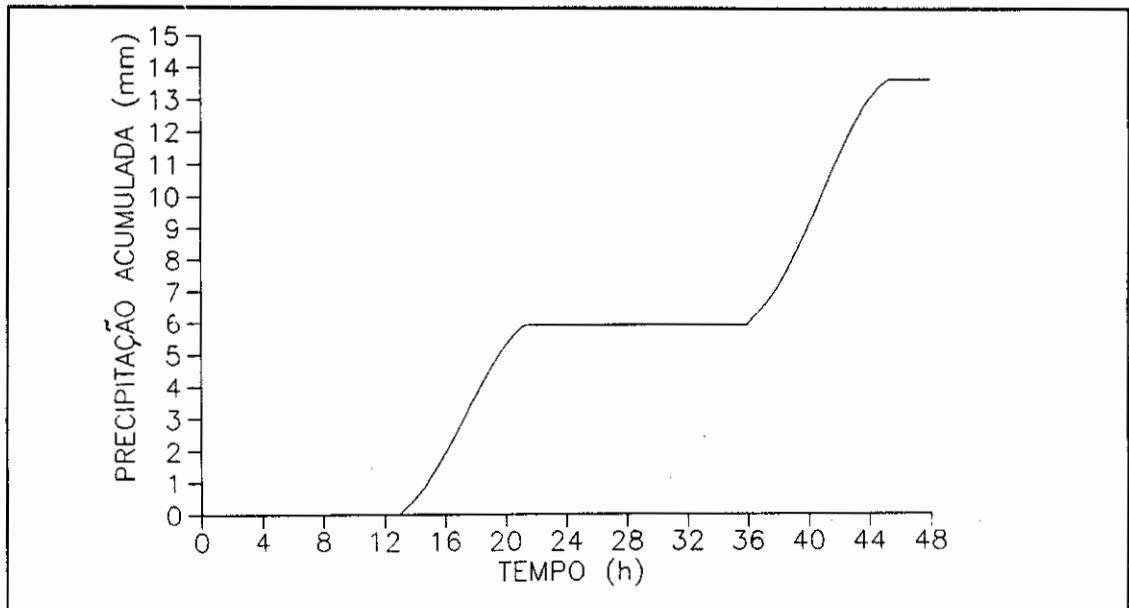


Fig. 3.32 - Precipitação acumulada devido à convecção profunda no experimento 3, (mm).

O perfil das energias estáticas s , h e h^* , após 20 horas de integração é mostrado na Figura 3.33. Fica evidenciado, mais uma vez, o papel da convecção profunda em estabilizar a atmosfera. Embora a convecção ainda não tenha encerrado, o perfil se mostra mais estável do que, no mesmo instante, no experimento 1, inclusive com uma redução de h , na camada de mistura.

Já foi notado que o perfil inicial é propício para o desenvolvimento da convecção profunda. Mas não se observou tal desenvolvimento, por falta de uma fonte de umidade à noite. Como verificação, realizou-se um experimento semelhante ao 3, com as mesmas condições do forçante, exceto que o pulso no tempo foi adiantado em 12 horas, de modo a tornar a fonte noturna.

Neste caso, observam-se o desenvolvimento de *cumuli* profundos, também, durante a noite. A Figura 3.34 mostra os incrementos de temperatura, causados por estes *cumuli*. Nota-se que os *cumuli* noturnos (o primeiro e o terceiro) são menos intensos que os diurnos. Isto ocorre porque o forçante fornece menos umidade que a fonte em superfície e, durante o dia, as condições de estabilidade são mais favoráveis à convecção.

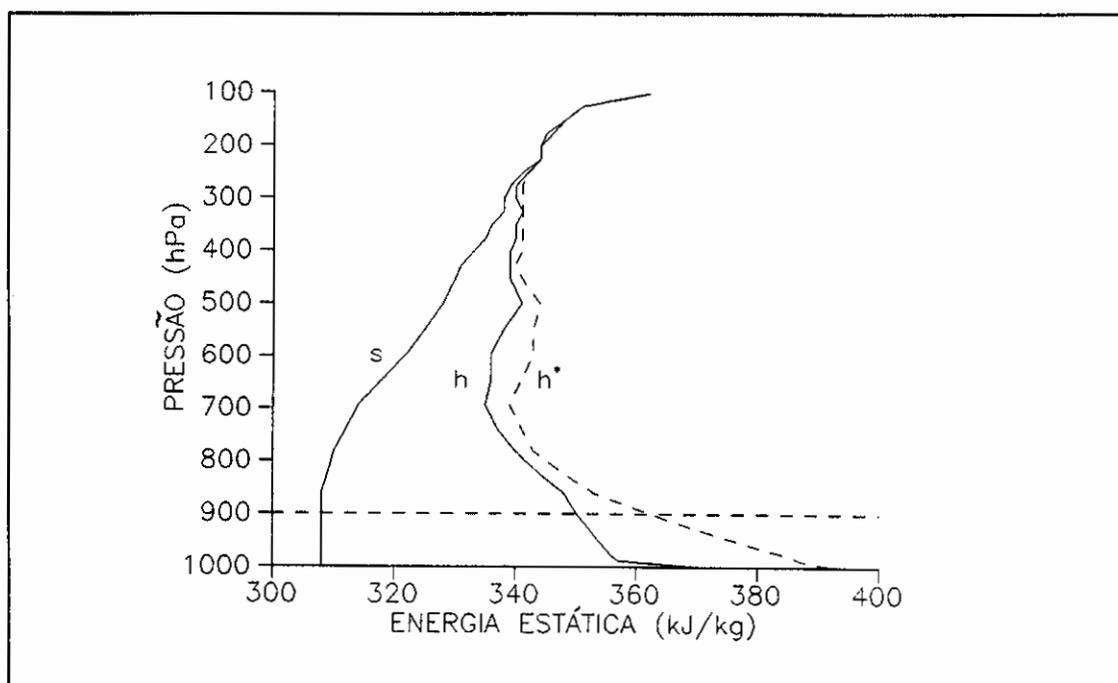


Fig. 3.33 - Perfil das energias estáticas sêca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 20 horas de integração (experimento 3).

Outro aspecto interessante foi a precipitação produzida. Pela Figura 3.35, nota-se que a precipitação acumulada, ao longo dos dois dias de integração, foi de 11,1 mm. No experimento com convergência diurna esta foi de 13,5 mm. Isto mostra que a separação das fontes de umidade causa um aumento na duração e uma diminuição na intensidade da precipitação.

Este experimento mostrou a importância de se considerar a convergência de grande escala na formação e intensificação da convecção profunda. Assim como esta convergência intensifica a convecção, seria de se esperar que a introdução da subsidência de grande escala agisse contra este desenvolvimento, conforme mostrado por Asai e Kasahara, 1967), mas tal experimento não pôde ser realizado neste trabalho.

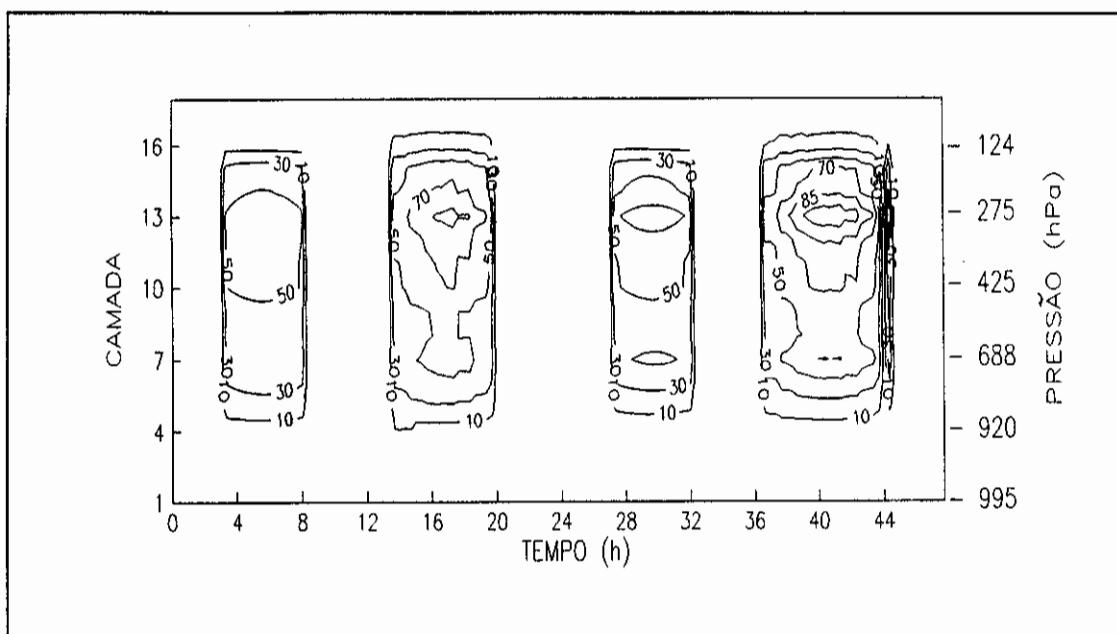


Fig. 3.34 - Incrementos de temperatura devido à convecção profunda (10^3 K), com forçante noturno.

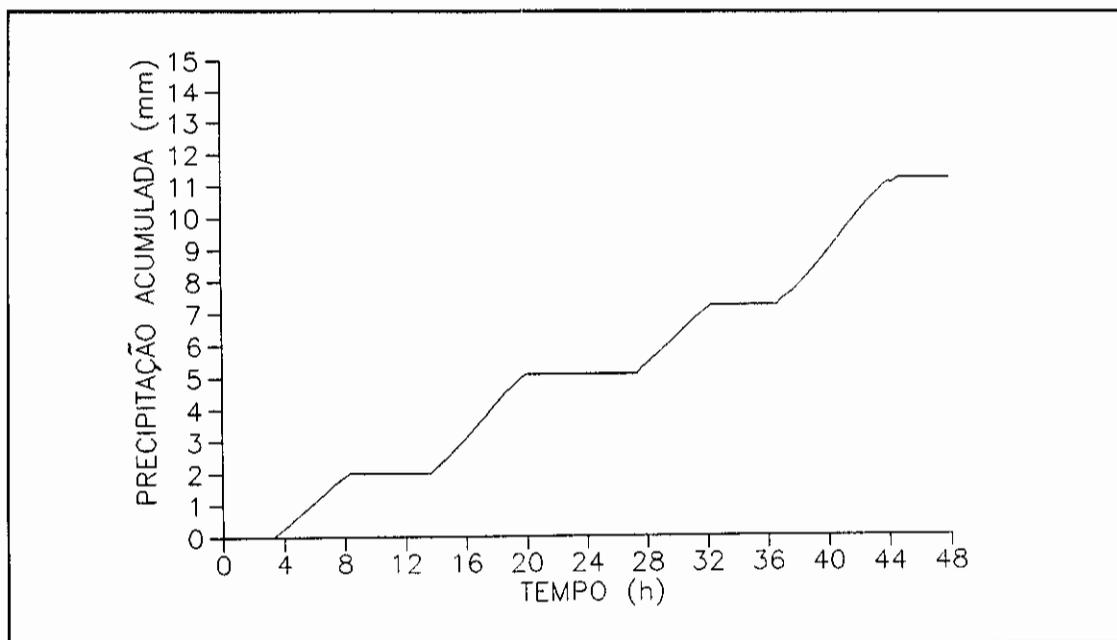


Fig. 3.35 - Precipitação acumulada devido à convecção profunda no experimento 3, com forçante noturno. (mm).

3.4 - EXPERIMENTO 4

Analisando-se o desempenho de esquema de *cumulus* raso de Tiedtke, em todos os experimentos, nota-se que ele tende a simular uma convecção raso que fica ativa durante toda a integração, o que não é fisicamente verdadeiro. Esta difusão extra, causada pelos *cumuli* rasos, é muito importante pois tende a amenizar os efeitos da convecção profunda, cuja ação causa uma forte inversão na temperatura, logo acima da camada de mistura (Tiedtke, 1984). Embora o esquema de Tiedtke simule o efeito final da convecção raso (transporte de umidade para cima e calor para baixo), processos importantes como condensação, evaporação, entranhamento e transporte de água líquida não são considerados, explicitamente.

Uma alternativa para este problema é o emprego do esquema de Albrecht et al. (1986), para simular a convecção raso. Para testar o funcionamento deste esquema, realizou-se um experimento com ele isolado dos outros processos, que não foram ativados no modelo. A integração foi para 24 horas e o perfil inicial foi o mesmo dos outros experimentos. A fonte de umidade para o modelo foi forçada através da Equação 3.5, com $n=1$; $T_{\max}=96$; $K_{\max}=6$ e $A_q=2,0 \times 10^{-4}$. Estes valores foram escolhidos de modo a gerar um perfil de umidade relativa, na camada de mistura, que permitisse a ativação dos *cumuli* rasos.

Os fluxos de umidade e calor em superfície, que são utilizados nas Equações 2.48 e 2.59, respectivamente, foram forçados de acordo com a Equação 3.7, com amplitudes de 400 Wm^{-2} para o fluxo de umidade e 250 Wm^{-2} para o fluxo de calor. Estes valores foram determinados pelo próprio modelo, no experimento 1. Estas condições equivalem ao nascimento do sol às 12 h de integração. Os valores dos parâmetros inerentes ao esquema

foram: umidade relativa crítica $UR_{crit}=82\%$, tempo de ajustamento $\Delta\tau=1$ hora e taxa de entranhamento $\lambda=1,0 \times 10^{-4} \text{ (hPa)}^{-1}$.

Os incrementos de temperatura são mostrados na Figura 3.36, os valores estão multiplicados por 10^3 , os extremos encontrados foram $-0,065$ e $0,041$ K. Os incrementos de umidade específica estão na Figura 3.37, os valores foram multiplicados por 10^6 , os extremos são $-0,0002$ e $0,0001 \text{ gkg}^{-1}$. As isolinhas com valores negativos estão tracejadas.

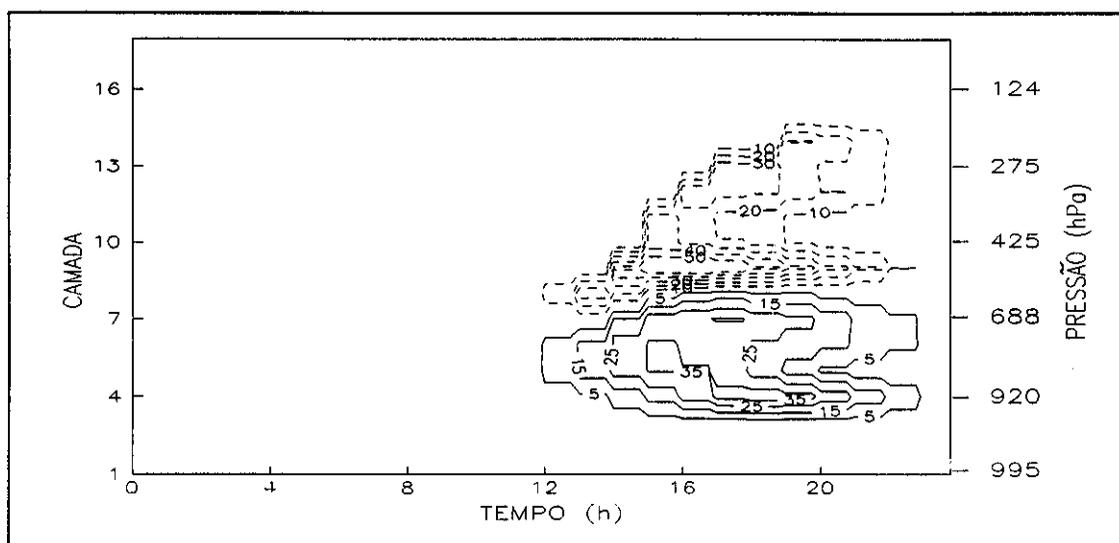


Fig. 3.36 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3} K). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

Nota-se que no início da convecção os *cumuli* são realmente rasos e consistem no único processo atuante. Os *cumuli* rasos começam a umedecer e resfriar a parte superior da camada com nuvem, com isto a camada instável torna-se mais profunda. Após 16 h de integração o perfil vertical de s , h e h^* se encontra como mostrado na Figura 3.38. Como o topo da nuvem é definido como o nível no qual as parcelas perdem a energia, as nuvens formadas vão se

tornando mais profundas. Esta difusão de umidade para cima pode ser comprovada através do campo de umidade específica (Figura 3.39).

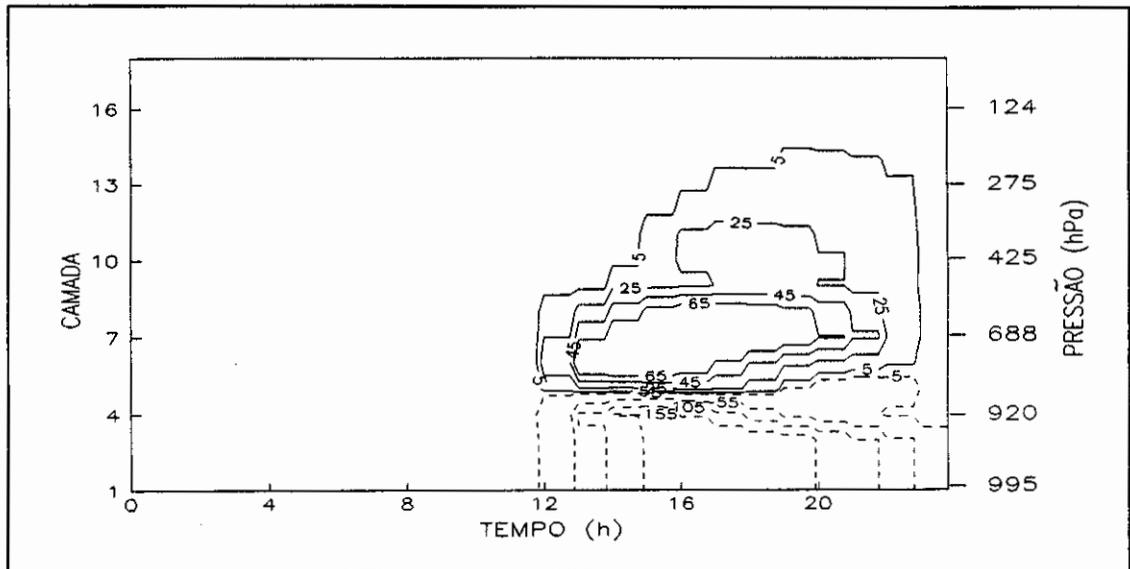


Fig. 3.37 - Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa (10^{-6} gkg^{-1}). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

Por se querer gerar *cumuli* rasos, é indesejável que eles atinjam níveis tão elevados, além do mais, a hipótese de que o fluxo de massa diminui com a altura deixa de ser verdadeira, se a convecção se torna mais profunda (Yanai et al., 1973). Da Figura 3.35, pode-se notar a ação dos *cumuli* rasos em reduzir a umidade da camada de mistura, como é previsto no esquema.

Em todo o caso, fica demonstrada a capacidade do esquema em responder as condições de estabilidade da atmosfera. A Figura 3.40 mostra o perfil de s , h e h^* , após 23 h, quando encerra a convecção. A atmosfera se encontra saturada, acima de 900 hPa.

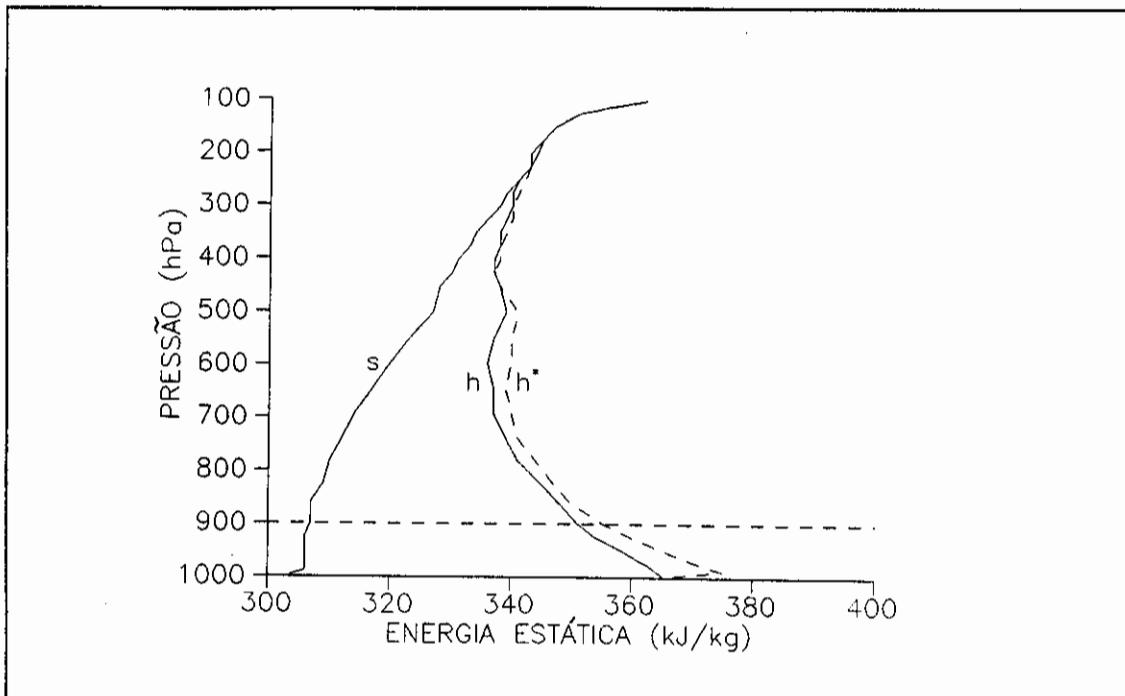


Fig. 3.38 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 16 horas de integração (experimento 4).

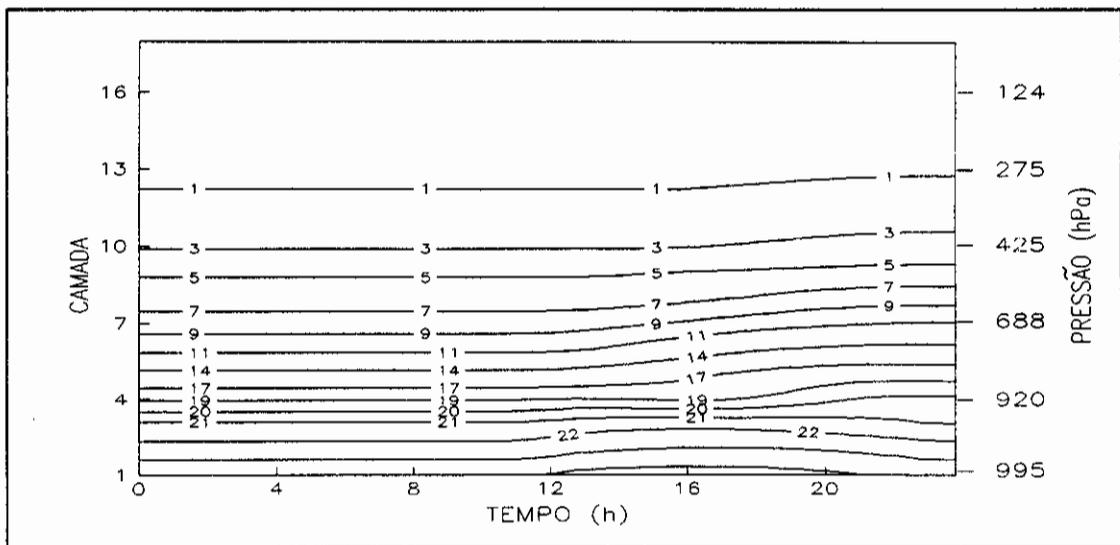


Fig. 3.39 - Campo de umidade específica do no experimento 4, (gkg^{-1}).

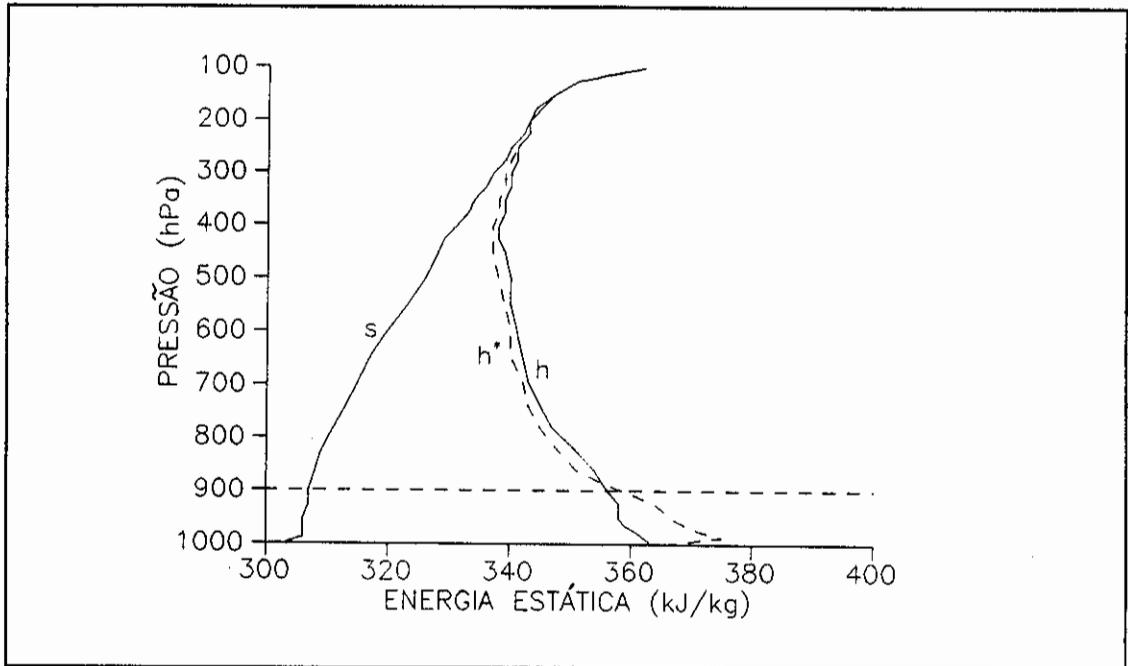


Fig. 3.40 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 23 horas de integração (experimento 4).

3.5 - EXPERIMENTO 5

Analisando-se os perfis do experimento 4 nota-se a necessidade de se colocar um sumidouro de umidade acima dos *cumuli* rasos. Para isso foi introduzido o esquema de Kuo, às condições anteriores, para fazer o papel deste sumidouro. Ao mesmo tempo testou-se a possibilidade do emprego do esquema de Albrecht et al. em associação ao de Kuo.

O campo de convecção profunda obtido é mostrado na Figura 3.41. O valor máximo foi de 0,15 K. A forma deste *cumulus* é quase simétrica no tempo, indicando a resposta à fonte de umidade. As Figuras 3.42 e 3.43 mostram os perfis de s , h e h^* , após 16 e 23 h, respectivamente. Nota-se, mais uma vez, o papel dos *cumuli* profundos em estabilizar a atmosfera, pois há aumento de h^* devido ao

aquecimento provocado na liberação de calor latente de condensação.

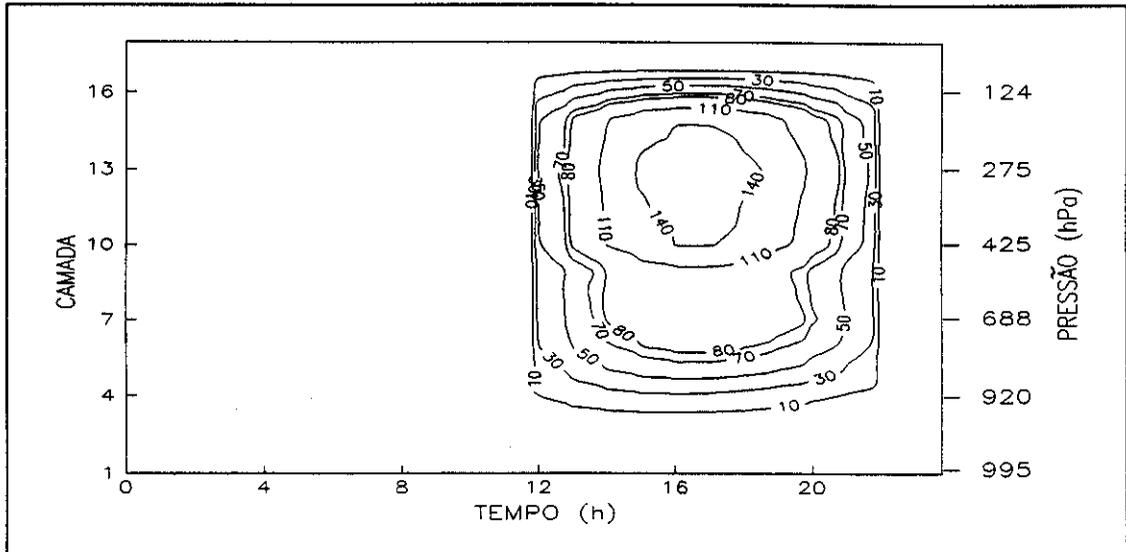


Fig. 3.41 - Incrementos de temperatura devido à convecção profunda do experimento 5, (10^{-3} K).

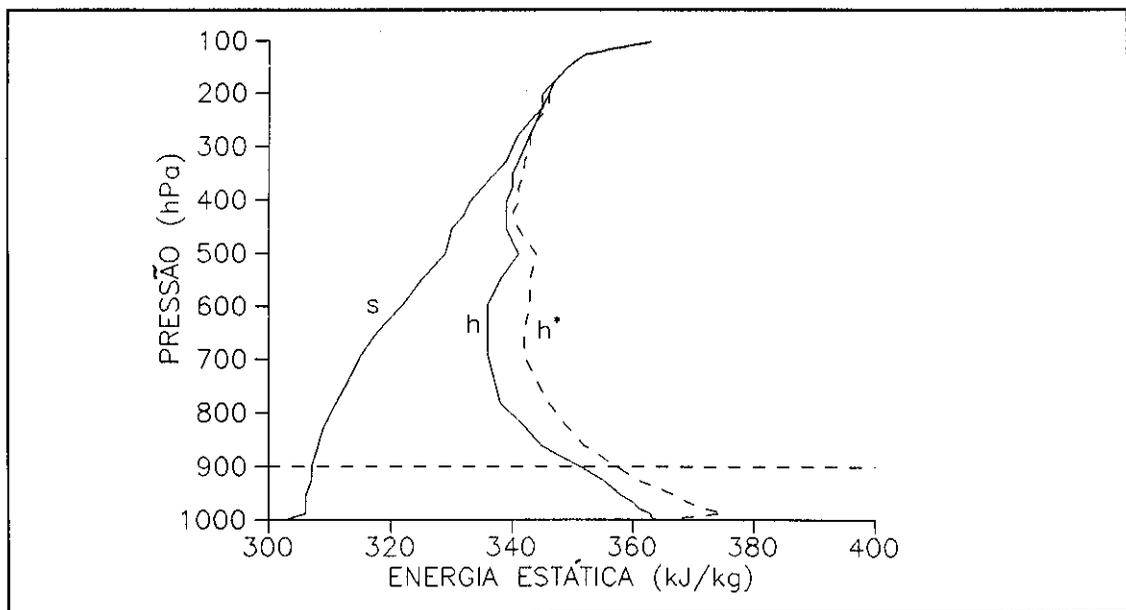


Fig. 3.42 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 16 horas de integração (experimento 5).

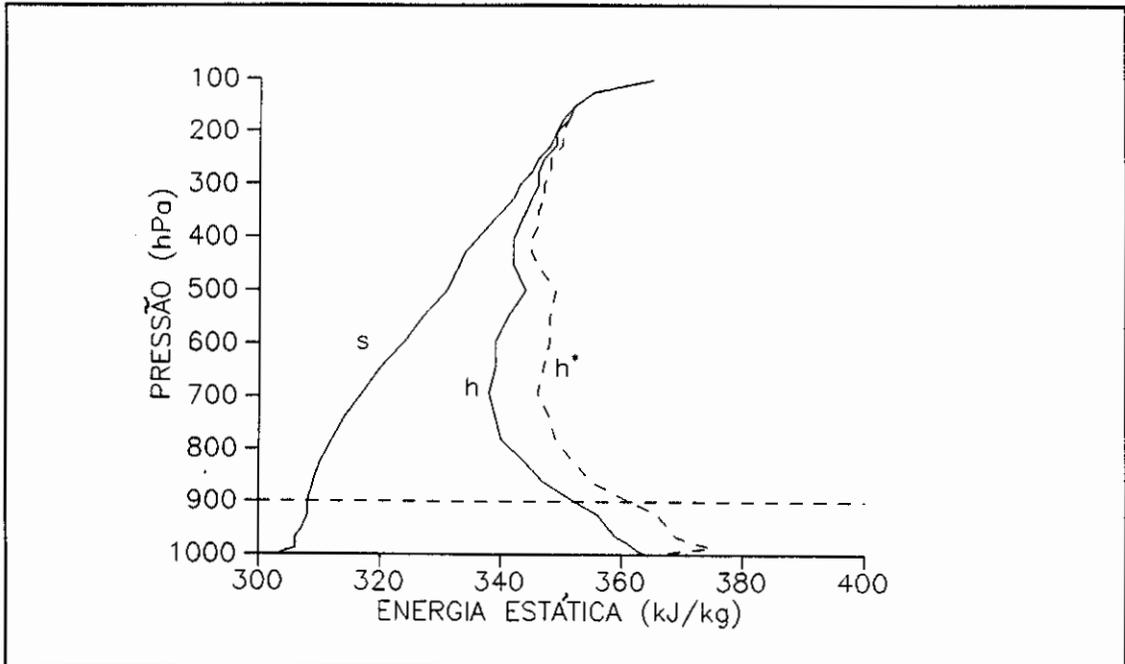


Fig. 3.43 - Perfil das energias estáticas seca s , úmida h e de saturação h^* (10^3 Jkg^{-1}), após 23 horas de integração (experimento 5).

Os campos de temperatura e umidade específica, associados à convecção rasa são mostrados nas Figuras 3.44 e 3.45. No início eles atingem até 500 hPa, mas, por causa da ação da convecção profunda, vão se tornando cada vez mais rasos e ao final se encontram com os topos por volta de 700 hPa. Isto mostra que embora os *cumuli* rasos favoreçam o desenvolvimento dos profundos, a ação dos *cumuli* profundos tende a inibir o desenvolvimento dos rasos. Este experimento mostrou a possibilidade do emprego dos esquemas de Albrecht et al. e Kuo, juntos. A coexistência dos *cumuli* rasos e profundos foi observada por Yanai et al. (1973).

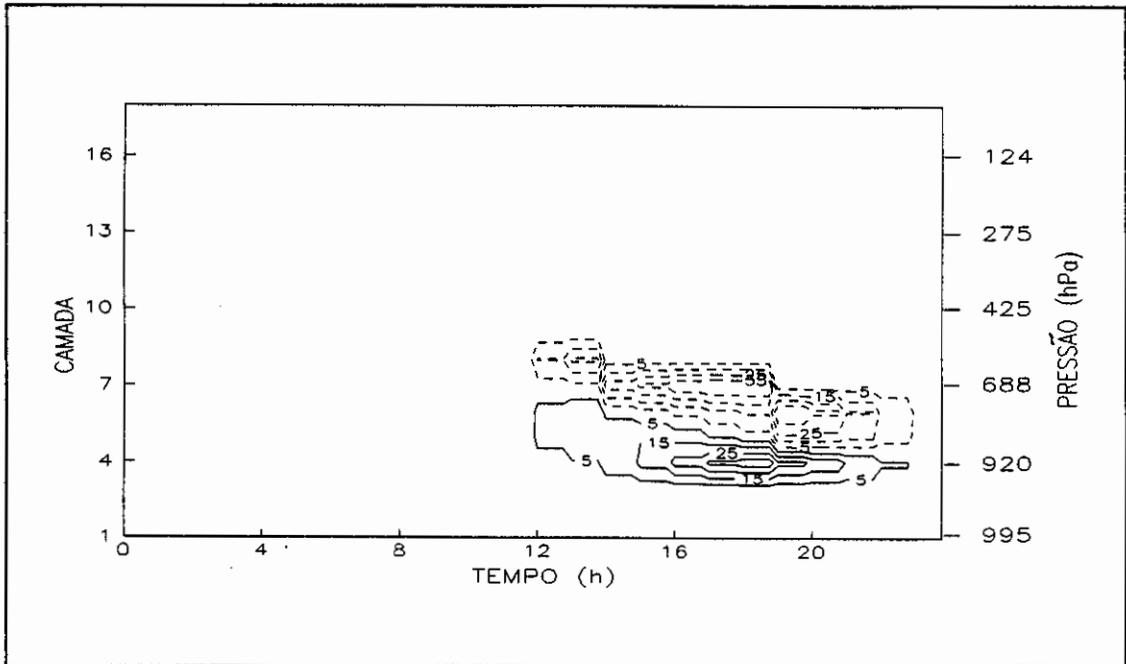


Fig. 3.44 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3} K). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

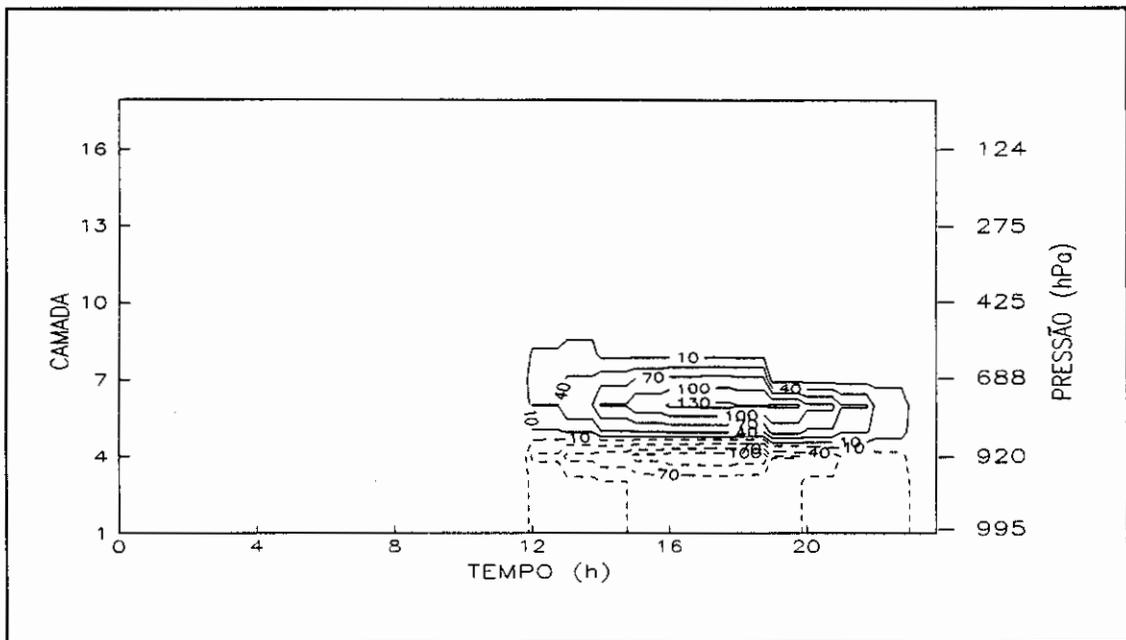


Fig. 3.45 - Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa (10^{-6} gkg^{-1}). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

3.6 - EXPERIMENTO 6

Com o objetivo de avaliar o efeito da umidade relativa crítica, foi realizado um experimento com $UR_{crit}=78\%$, os demais parâmetros foram mantidos, $\lambda=1,0 \times 10^{-4} (\text{hPa})^{-1}$ e $\Delta\tau=1 \text{ h}$. Os incrementos de temperatura, associados a este experimento, são mostrados na Figura 3.46. Nota-se que a convecção rasa foi ativada logo na primeira hora de integração. Os valores extremos foram de $-0,058$ e $0,039 \text{ K}$ e ocorreram no início da integração. Isto causou uma diminuição da umidade, nas camadas inferiores e a convecção que se observou após as 12 h foi menos intensa, apesar da diminuição da umidade relativa crítica. Contudo, a diminuição de UR_{crit} aumenta o tempo no qual os *cumuli* rasos são ativos.

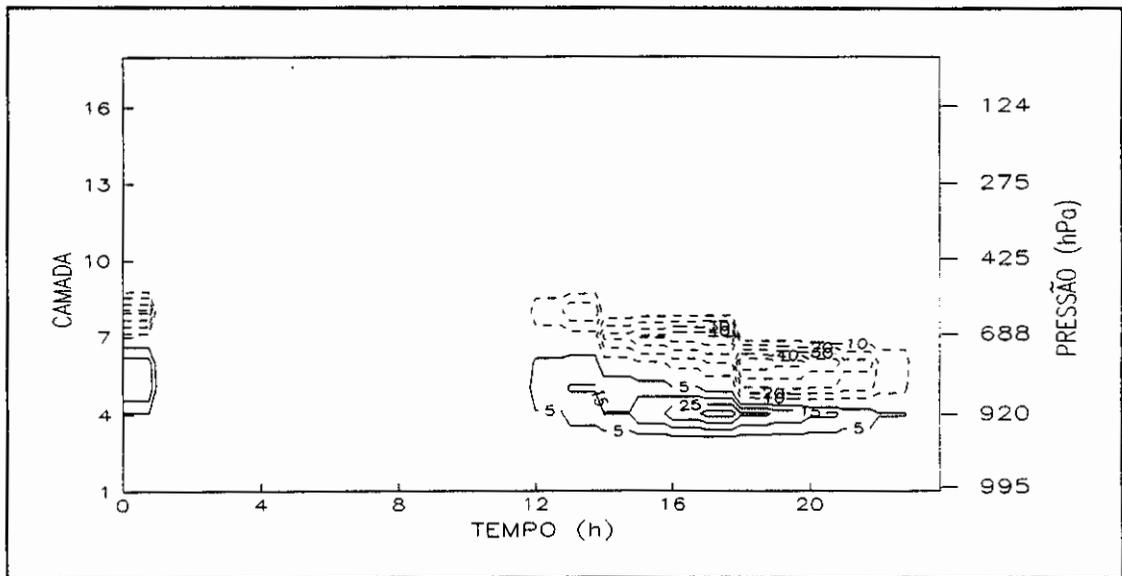


Fig. 3.46 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3} K), para o caso em que $UR_{crit}=78\%$. As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

A taxa de *entranhamento* é uma medida de quanto o ar do ambiente, geralmente mais sêco, se mistura com o ar de uma parcela (Stommel, 1947). Quando esta taxa é

grande, as nuvens tendem a se dissolver rapidamente e seus topos são baixos.

Um experimento foi realizado no qual foram mantidos $UR_{crit}=82\%$ e $\Delta\tau=1$ h, mas o valor da taxa de *entranhamento* foi duplicado, ficando $\lambda=2,0\times 10^{-4}(\text{hPa})^{-1}$. Os incrementos de temperatura e umidade específica, associados a este experimento, são mostrados nas Figuras 3.47 e 3.48, respectivamente. Nota-se que a convecção formada é mais rasa, se comparada com a do experimento 5 (Figura 3.44). Os valores extremos na temperatura foram $-0,039$ e $0,007$ K, inclusive só são observados valores positivos, nas primeiras horas da convecção. Os extremos de umidade específica foram -52×10^{-6} e $181\times 10^{-6}\text{gkg}^{-1}$.

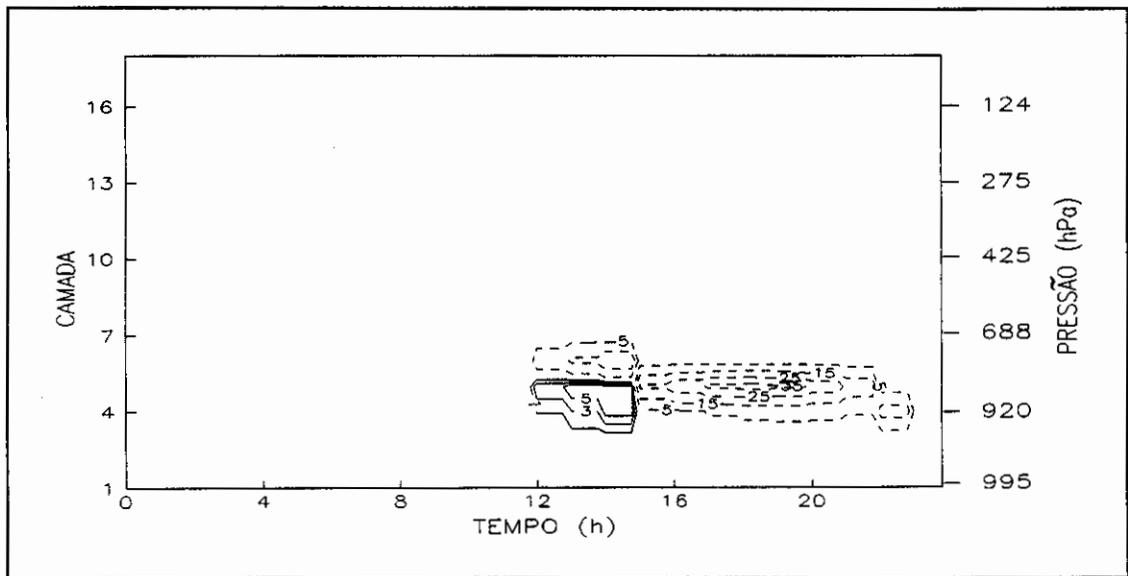


Fig. 3.47 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa (10^{-3}K), para o caso em que $\lambda=2\times 10^{-4}(\text{hPa})^{-1}$. As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

campo de temperatura da convecção profunda apresentou valor máximo de 0,156 K, menor que no experimento 4.

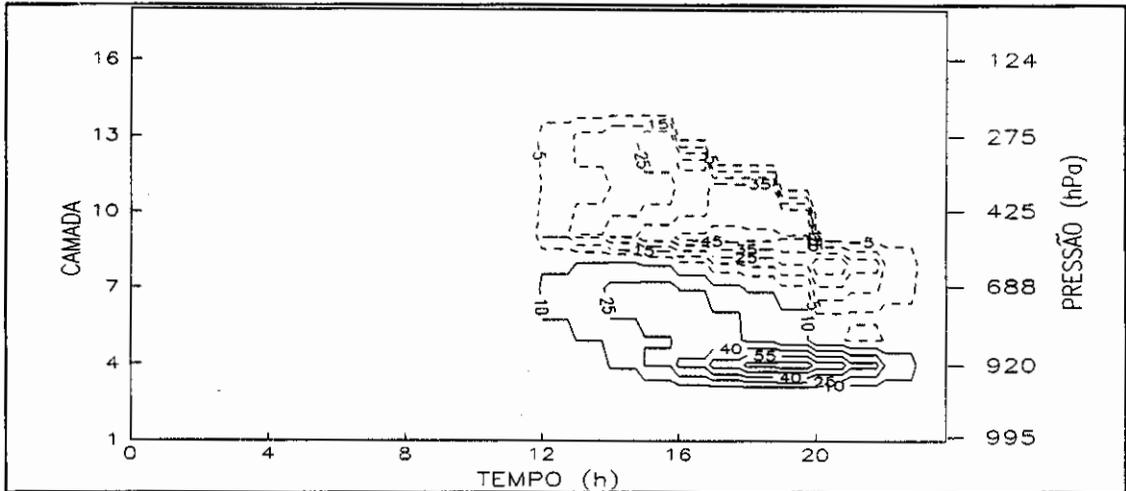


Fig. 3.49 - Incrementos de temperatura devido à convecção rasa ($10^{-3} K$), para o caso em que $\lambda=5 \times 10^{-5}$ (hPa). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

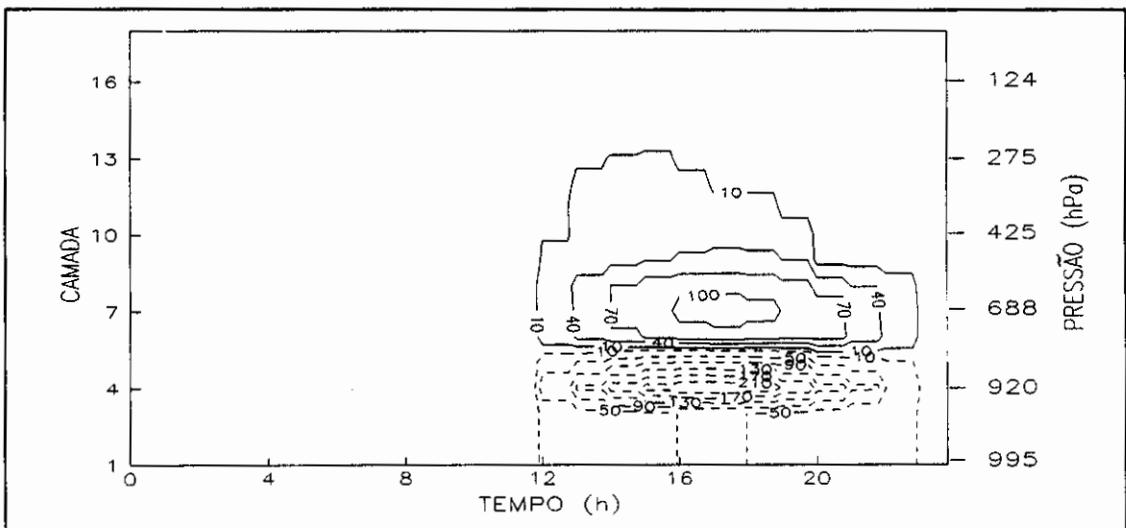


Fig. 3.50 - Incrementos de umidade específica devido à convecção rasa ($10^{-6} gkg^{-1}$), para o caso em que $\lambda=5 \times 10^{-5}$ (hPa). As isolinhas tracejadas indicam valores negativos.

3.7 - COMENTÁRIOS FINAIS

Fez-se uma tentativa de integrar o modelo como no experimento 1, com o esquema de Albrecht et al. em lugar do de Tiedtke. Esta tentativa não foi bem sucedida. Observando-se os campos de umidade relativa, Figuras 3.4, 3.23 e 3.31, nota-se que a camada de mistura (abaixo de 900 hPa), geralmente está mais seca que a camada logo acima. Isto deve-se ao fato de a difusão vertical de grande escala estar muito ativa e atuar no sentido de secar a camada de mistura.

As parcelas que vão formar os *cumuli* rasos podem ser definidas nas camadas 1,2 ou 3, mais preferivelmente na camada 2. Com isso a umidade relativa dificilmente ultrapassa o valor crítico. Uma alternativa seria reduzir a umidade relativa crítica para valores abaixo de 70 %. Tal tentativa acarretou um novo problema. Os campos de umidade específica (Figuras 3.3, 3.21 e 3.29) mostram que esta difusão intensa, deixa a camada abaixo de 900 hPa bem misturada.

De acordo com a Equação 2.49, o fluxo de massa efetivo, na base da nuvem, é inversamente proporcional a diferença de umidade específica entre a camada de origem da parcela e o nível de condensação por levantamento (NCL). Como a camada entre o nível no qual se forma a parcela e o NCL, geralmente se encontra bem misturada, a diferença ($\bar{q}_1 - q_{NCL}$) é pequena, acarretando fluxos de massa muito grandes. Com isso as taxas de aquecimento e umedecimento, que são proporcionais ao fluxo efetivo de massa, são muito grandes, produzindo um efeito indesejável sobre os campos de grande escala.

À noite, quando a camada abaixo de 900 hPa não se encontra bem misturada, são os fluxos de calor que,

por serem negativos, não fornecem energia para que as parcelas formadas adquiram empuxo positivo e formem *cumuli rasos*.

Apesar de todos estes problemas com a difusão vertical de grande escala, o esquema de Albrecht et al. mostrou bons resultados quando utilizado em associação ao esquema de *cumuli* profundos de Kuo.

Outro resultado interessante é que o modelo forneceu *cumuli* profundos mais intensos nos experimentos com *cumuli* rasos menos intensos e vice-versa. Conforme já tinha sido mencionado, estes resultados mostram que, no modelo, a intensidade da convecção profunda é definida mais pelas condições da origem das parcelas do que pela instabilidade provocada pelos *cumuli* rasos.

CAPÍTULO 4

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Foram realizados experimentos com parametrizações de *cumulus*. Para tanto foi utilizado um modelo unidimensional de 18 camadas. O modelo foi integrado por um dia (96 passos de tempo de 15 minutos) e dois dias (144 passos de 20 minutos). O objetivo do trabalho foi estudar os efeitos que a convecção causa nos campos de grande escala. Para a convecção profunda, foi utilizado o esquema de Kuo (1965, 1974) e para a convecção rasa, os esquemas de Tiedtke (1984) e Albrecht et al. (1986).

Com base nos resultados obtidos, as principais conclusões foram:

1) Embora o perfil inicial (das 20 TL) estivesse favorável ao desenvolvimento de *cumuli* profundos, tal desenvolvimento só aconteceu durante o período diurno da integração, em resposta a fonte de umidade em superfície.

2) A ação da difusão vertical de grande escala tende a deixar a camada de mistura muito seca, aumentando a umidade acima desta camada.

3) O esquema de Tiedtke representa bem, pelo menos qualitativamente, os efeitos da convecção rasa.

4) A triplicação do valor dos coeficientes de difusividade, do esquema de Tiedtke, resultou em uma diminuição da intensidade da convecção profunda.

5) A incorporação dos efeitos da convergência de umidade de grande escala, em baixos níveis, via forçante externo, provocou uma intensificação dos *cumuli* profundos, o que concorda com as observações.

6) Quando a convergência de umidade de grande escala foi forçada à noite, notou-se um aumento na duração e uma diminuição na intensidade da precipitação, em relação ao experimento com forçante diurno.

7) Da análise dos efeitos da convecção rasa sobre a profunda, pôde-se concluir que a intensidade da convecção profunda é determinada mais pelas condições de umidade específica, no nível de origem das parcelas, do que pela desestabilização provocada pelos *cumuli* rasos.

8) O emprego isolado do esquema de Albrecht et al. (1986) mostrou uma boa versatilidade, na determinação do topo das nuvens, em função da estabilidade da atmosfera.

9) A intensidade da difusão vertical de grande escala, secando a camada de mistura, não permitiu a ativação dos *cumuli* rasos, quando o modelo completo foi integrado com o esquema de Albrecht et al. no lugar do de Tiedtke.

10) A determinação do topo dos *cumuli* rasos pode ser alterada, através de variações na taxa de entranhamento.

11) A associação dos esquemas de Albrecht et al. e Kuo mostrou bem a coexistência dos *cumuli* rasos e profundos, com os últimos limitando a profundidade dos primeiros. Este resultado indica a possibilidade de que, no futuro, estes esquemas possam ser utilizados nos em modelos globais.

Uma das deficiências do esquema de Kuo é a não consideração do efeito do *entranhamento*, nas funções de distribuição vertical de temperatura e umidade específica. Uma alternativa para este problema seria o emprego de funções de distribuição que considerem o *entranhamento*, semelhantes às descritas por Anthes (1977a, b). Esta implementação fica como sugestão para trabalhos futuros.

Sugere-se que se teste o desempenho do modelo, realizando novos experimentos com condições iniciais diferentes. Desta forma as parametrizações poderiam ser testadas em situações mais extremas de estabilidade termodinâmica. Como um esforço inicial neste sentido, o modelo completo foi integrado, conforme o experimento 1, com o perfil inicial da cidade de Belém-PA, da mesma data e hora dos dados utilizados neste trabalho. Os perfis obtidos foram sensivelmente diferentes dos do experimento 1. A convecção profunda foi menos intensa e a convecção rasa só se desenvolveu após 12 horas de integração, devido ao perfil inicial que se encontrava muito estável.

Para as condições reais na atmosfera, quando a umidade específica abaixo do topo da camada de mistura está próxima do seu valor acima do topo, o fluxo de massa para cima é mínimo. Da maneira como está formulado no esquema de Albrecht et al. (Equação 2.49), em condições semelhantes, o fluxo obtido é muito grande. Portanto sugere-se que seja mudada a especificação do fluxo de massa, talvez pela incorporação de um modelo mais realístico para a camada de mistura, situada logo abaixo da base das nuvens rasas (Betts, 1975; Oliveira e Silva Dias, 1986).

Também sugere-se que se utilizem os campos de divergência, observados no experimento ABLE 2B, para

calcular a convergência de umidade e a velocidade vertical, de modo a incorporar estes efeitos no modelo, via forçante externo.

Outra sugestão é que se repense a interface entre a difusão vertical de grande escala e o esquema de Albrecht et al., de modo possam ser utilizados, juntos, no modelo completo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Albrecht, B.A.; Ramanathan, V.; Boville, B.A. The effects of cumulus moisture transports on the simulation of climate with a general circulation model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43 (21):2443-2462, 1986.
- Arakawa, A.; Schubert, W.H. Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment, part I. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31 (3):674-701, 1974.
- Asai, T.; Kasahara, A. A theoretical study of the compensating downward motions associated with cumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 24 (5): 487-496, 1967.
- Anthes, R.A. A cumulus parameterization scheme utilizing a one-dimensional cloud model. *Monthly Weather Review*, 105 (3):270-286, 1977a.
- Anthes, R.A. Hurricane model experiments with a new cumulus parameterization scheme. *Monthly Weather Review*, 105 (3):287-300, 1977b.
- Anthes, R.A. Warner, T.T. Development of hydrodynamic models suitable for air pollution and other mesometeorological studies. *Monthly Weather Review*, 106 (8):1045-1078, 1978.
- Betts, A.K. Further comments on "a comparison of the equivalent potential temperature and the static energy". *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31 (6):1713-1715, 1974.

- Betts, A.K. Parametric interpretation of trade-wind cumulus budget studies. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32 (10):1934-1945, 1975.
- Betts, A.K.; Miller, M.J. A new convective adjustment scheme. Reading, ECMWF, 1984. 65p. (Technical Report, No 43).
- Charney, J.G.; Eliassen, A. On the growth of the hurricane depression. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 21 (1): 68-75, 1964.
- Cho, H.R.; Ogura, Y. A relationship between cloud activity and the low-level convergence as observed in Reed-Recker's composite easterly waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31 (8):2058-2065, 1974.
- Frank, W.M. The cumulus parameterization problem. *Monthly Weather Review*, 111 (9):1859-1871, 1983.
- Greco, S.; Swap, R.; Garstang, M.; Ulansky, S.; Shipham, M.; Harris, R.C.; Talbot, R.; Andreae, M.O.; Artaxo, P. Rainfall and surface kinematic conditions over central Amazonia during ABLE 2B. *Journal of Geophysical Research*, 95 (10):17001-17014, 1990.
- Hack, J.J.; Schubert, W.H.; Silva Dias, P.L. A spectral cumulus parameterization for use in numerical models of the tropical atmosphere. *Monthly Weather Review*, 112 (4):704-716, 1984.
- Holton, J.R. An introduction to dynamic meteorology, 2.ed. Seattle, Academic, 1979. 391p.

- Krishnamurti, T.N.; Ramanathan, Y.; Pan, H.L.; Pasch, R.J.; Molinari, J. Cumulus parameterization and rainfall rates I. *Monthly Weather Review*, 108 (4):465-472, 1980.
- Krishnamurti, T.N.; Low-Nam, S.; Pasch, R. Cumulus parameterization and rainfall rates II. *Monthly Weather Review*, 111 (4):815-828, 1983.
- Kuo, H.L. On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 22 (1): 40-63, 1965.
- Kuo, H.L. Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31 (5):1232-1240, 1974.
- Manabe, S.; Smagorinsky, J.; Strickler, R.F. Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. *Monthly Weather Review*, 93 (12): 769-798, 1965.
- Nitta, T. A study of generation and conversion of eddy available potential energy in the tropics. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 48 (6):524-528, 1970.
- Nitta, T. Energy budget of wave disturbances over the Marshall Islands during the years of 1965 and 1958. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 50 (2): 71-84, 1972.

- Oliveira, A.; Silva Dias, P.L. Simulação numérica da evolução diurna da camada limite planetária sobre uma superfície coberta por água. In: Congresso Brasileiro de Meteorologia, 4., Brasília, out. 20-24, 1986. Anais. Brasília, Sociedade Brasileira de Meteorologia, 1986, v.2, p. 204-209.
- Ooyama, K. Numerical simulation of the life cycle of tropical cyclones. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 26 (1):3-40, 1969.
- Ooyama, K. A theory of the parameterization of cumulus convection. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 49 (6):744-756, 1971.
- Silva Dias, P.L.; Bonatti, J.P.; Kousky, V.E. Diurnally forced tropical tropospheric circulation over South America. *Monthly Weather Review*, 115 (8):1465-1478, 1987.
- Stommel, H. Entrainment of air into a cumulus cloud. *Journal of Meteorology*, 4:91-94, 1947.
- Souza, P.F.S. Variabilidade espacial e temporal das componentes atmosféricas do ciclo hidrológico da Amazônia durante o experimento meteorológico GTE/ABLE 2B. (Dissertação de Mestrado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, jun. 1991. (INPE - 5281 - TDI/451).
- Tiedtke, M. The sensitivity of the time-mean large-scale flow to cumulus convection in the ECMWF model. In: Workshop on Convection in Large-Scale Numerical Models, Reading, UK, 28 Nov-01 Dec., 1983. Reading, ECMWF, 1984, p. 297-316.

Yanai, M.; Esbensen, S.; Chu, J.-H. Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30 (4):611-627, 1973.

APÊNDICE ACÁLCULO DA DIFUSÃO VERTICAL DE GRANDE ESCALA

A difusão vertical de grande escala, no modelo unidimensional, calcula a transferência turbulenta, na vertical, de calor e umidade. Isto ocorre principalmente nos baixos níveis do modelo, onde se forma uma camada de mistura. Os coeficientes de difusividade são dependentes da estabilidade (via número de Richardson) e da altura (via comprimento de mistura). As equações de difusão de calor e umidade são, respectivamente.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho K \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma \right) \right] + A \quad , \quad (A1)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho K \frac{\partial q}{\partial z} \right] + B \quad , \quad (A2)$$

onde Γ é o *lapse rate* adiabático para o ar seco e A e B são as tendências não lineares. K é o coeficiente de difusividade e tem o mesmo valor para difusão de calor e umidade, dado por:

$$K = l^2 S \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right| \quad , \quad (A3)$$

onde V é o vetor velocidade horizontal. Uma vez que os valores de V não mudam durante a integração, o cisalhamento vertical também é mantido constante.

O comprimento de mistura l tem a seguinte forma:

$$l = \frac{kz}{(1 + kz/l_\infty)} \quad , \quad (A4)$$

onde $k = 0,4$ e $l_\infty = 250$ m.

S é um conjunto de funções semi-empíricas da estabilidade, dependendo do número de Richardson, que tem a forma:

$$Ri = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T_v}{\partial z} + \Gamma \right) \left| \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z} \right|^{-2} \quad . \quad (A5)$$

Para camadas com estabilidade $Ri > 0$ e S é dado simplesmente por:

$$S = \frac{1}{(1 + 5Ri)^2} \quad . \quad (A6)$$

Para camadas instáveis $Ri < 0$ e S é dado por:

$$S = \frac{1 + 12 \left(\left| \frac{Ri}{87} \right| \right)^{\frac{1}{2}} + 12 |Ri|}{1 + 12 \left(\left| \frac{Ri}{87} \right| \right)^{\frac{1}{2}}} \quad . \quad (A7)$$

Para os cálculos da difusão vertical de grande escala o cisalhamento vertical do vento deve ser de no mínimo 1 ms^{-1} , através de cada camada. Para que a difusão seja realista, os valores de K são limitados ao intervalo $0,1 < K < 300 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Deve ser destacado que estes coeficientes, em geral, só atingem valores elevados nas camadas inferiores do modelo (4 primeiras camadas). Acima destas camadas os valores de K são por volta de $0,1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.