

Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

Modelagem Numérica do Transporte e  
das Emissões de Gases Traços e Aerossóis de  
Queimadas no Cerrado e Floresta Tropical  
da América do Sul

Tese de Doutorado  
submetida ao Instituto de Física  
da Universidade de São Paulo

INSTITUTO DE FÍSICA  
Serviço de Biblioteca e  
Informação  
Tombo: 3122

ex. 2

Saulo Ribeiro de Freitas

Orientadora: **Dra. Maria Assunção Faus da Silva Dias**

Co-orientador: **Dr. Paulo Artaxo Neto**

Banca examinadora:

Dra. Maria Assunção Faus da Silva Dias

Dr. Iberê Luiz Caldas

Dr. Alberto Waingort Setzer

Dr. Carlos Afonso Nobre

Dr. Pedro Leite da Silva Dias



SBI-IFUSP



305M810T3122

*Sylvio Augusto*  
Prof. Sylvio Roberto Accioly Canuto  
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

*31/08 1408*  
São Paulo, agosto de 1999

551.5113

F866 m

D

ex. 2

### FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação  
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Freitas, Saulo Ribeiro de

Modelagem Numérica do Transporte e das Emissões de Gases Traços e Aerossóis de Queimadas no Cerrado e Floresta Tropical da América do Sul.  
São Paulo, 1999.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.  
Instituto de Física - Departamento de Física Aplicada.

Orientador: Profa. Dra. Maria Assunção Faus da Silva Dias  
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Mudanças Climáticas;  
2. Queimadas; 3. Transporte Atmosférico;  
4. Modelos Atmosféricos; 5. Poluição do ar.

USP/IF/SBI-045/99

Ao meu filho Pedro, à minha esposa  
Karla, e à minha mãe Terezinha.

# Agradecimentos

À Profa. Maria Assunção pela minha aceitação no programa de doutoramento, mesmo sem nenhuma experiência prévia na área de Ciências Atmosféricas, pela proposta deste trabalho e a confiança em mim depositada, e, finalmente, pela orientação ao longo destes anos, a quem se faz justo o compartilhamento integral dos méritos deste trabalho.

Ao Prof. Pedro Dias pelas discussões e sugestões recebidas, além do compartilhamento do seu entusiasmo com a Ciência.

Ao Prof. Humberto Rocha pelas discussões sobre interação entre a superfície e a atmosfera.

Ao Prof. Paulo Artaxo pelas discussões e aceitação como co-orientador, o que me permitiu, sendo aluno do Instituto de Física, ser orientado no Departamento de Ciências Atmosféricas.

Ao DCA por me fornecer condições adequadas de trabalho.

Ao colegas do DCA pela convivência, amizade e discussões ao longo destes anos, notadamente o Edilson (pelas discussões de 'grande-escala'), Hugo (pelas discussões 'turbulentas'), Ênio (pelas discussões 'convectivas'), Jaci, Sônia, Wallace, Júlia. Agradecimentos especiais ao Paulo Takeshi pela elaboração da visualização gráfica das trajetórias.

Ao pessoal do Gepa, notadamente, o Alcides, a Ana e a Márcia, pela convivência e amizade.

À minha esposa Karla e meu filho Pedro pelas alegrias compartilhadas e pela paciência e compreensão nos momentos difíceis.

À minha mãe e ao meu pai (em memória) e aos meus irmãos e irmãs.

# Resumo

Este trabalho trata do estudo do transporte atmosférico de emissões de queimadas na região Amazônica e Centro-Oeste do Brasil. Em consequência da queima de biomassa, gases ( $CO_2$ ,  $CO$ ,  $CH_4$ , etc.) e partículas são emitidos para a atmosfera, os quais podem provocar mudanças no equilíbrio climático e biogeoquímico do planeta Terra, em várias escalas. O estudo é realizado por meio de simulação numérica dos movimentos da atmosfera utilizando o modelo atmosférico RAMS (Regional Atmospheric Modeling System). São utilizados os métodos Lagrangiano e Euleriano. No método Lagrangiano, o transporte é estudado por meio do cálculo de trajetórias cinemáticas 3d de massas de ar, utilizando o campo de vento simulado, na escala resolvida. A posição inicial das massas de ar é obtida a partir de mapas de queimadas detectadas por sensores a bordo de satélites, como o AVHRR da série NOAA. Uma metodologia simples que contabiliza os efeitos de processos convectivos úmidos da escala sub-grade na velocidade vertical da parcela de ar para modelos atmosféricos de baixa resolução, é introduzida no modelo de trajetórias. No método Euleriano, é resolvida a equação de conservação de massa dos principais elementos emitidos. Para tanto é introduzido um modelo de fontes emissoras de gases/partículas associadas à queimadas em floresta tropical e cerrado da América do Sul, distribuídas espacial e temporalmente através da assimilação diária de mapas de posição de queimadas produzidos por sensoriamento remoto. Os termos de advecção na escala resolvida e o transporte turbulento na escala sub-grade são resolvidos utilizando as parametrizações próprias do modelo RAMS. É introduzida uma parametrização do transporte sub-grade associado às circulações úmidas e profundas não resolvidas explicitamente pelo modelo, devido a baixa resolução espacial. Termos sumidouros associados a processos genéricos de remoção/transformação de gases/partículas são também parametrizados e inseridos na equação de conservação de massa. A metodologia é aplicada a um estudo de caso ocorrido no mês de julho de 1993. São modelados o transporte turbulento na camada limite planetária, os efeitos transientes associados à entrada de frentes frias vindo do sul do continente e à convecção na bacia Amazônica no transporte convectivo de poluentes, bem como o transporte associado aos sistemas de larga escala. São observados padrões de exportação continental de poluentes, com saídas ocorrendo a noroeste da América do Sul em direção ao oceano Pacífico, e a sudeste em direção ao oceano Atlântico.

# Abstract

A study about the atmospheric transport of biomass burning emissions in the Amazon and the Central of Brazil is presented. Gases ( $CO_2$ ,  $CO$ ,  $CH_4$ , etc.) and particles emitted to the atmosphere due the biomass burning are responsible for the climatic and biogeochemical budget changes in the Earth planet, in many scales. This study is carried out through a numerical simulation of the atmospheric motions using the atmospheric model RAMS (Regional Atmospheric Modeling System). Lagrangian and Eulerian methods are used. In the Lagrangian method the transport is studied through 3D kinematic air mass trajectories calculation, using simulated wind fields, in a resolved scale. The initial position of the air masses is obtained from biomass burning spots maps, derived from satellite sensors (AVHRR from NOAA series). A simple methodology to take into account the sub-grid effects of wet convective process in the vertical velocity of the air parcels, for low resolution atmospheric models, is introduced in the trajectory model. In the Eulerian method the mass conservation equation is resolved for the main elements emitted. A model of gases and particles sources emissions is introduced, associated with biomass burning in South America tropical forest and savanna, spatially and temporally distributed and daily assimilated, according to the biomass burning spots defined by remote sensing. The advection, in a resolved scale, and turbulent transport, in a sub-grid scale, are resolved using RAMS model parameterizations. A transport sub-grid parameterization, associated to wet and deep circulation not explicitly resolved by the model, due its low spatial resolution, is introduced. Sinks, associated with generic process of removal/transformation of gases/particles, are parameterized and introduced in the mass conservation equation. The methodology is applied to a case study on July 1993. The turbulent transport in the planetary boundary layer, the transient effects in the convective transport of pollutants associated with cold fronts from the south and convection in the Amazon basin, and the transport associated with the large scale systems are modelled. Patterns of pollutant exportation are observed, with a corridor to the Pacific Ocean in the South America Northwest, and another in the Southeast to the Atlantic Ocean.

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Queimadas e seus efeitos climáticos / biogeoquímicos no planeta Terra . . . . .	1
1.2	Transporte de emissões de queimadas . . . . .	3
1.3	Estudo do transporte de gases / partículas através do cálculo de trajetórias de massas de ar . . . . .	6
1.4	Objetivos deste trabalho . . . . .	9
1.5	Roteiro deste trabalho . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Descrição do Modelo Atmosférico RAMS 3b</b>	<b>14</b>
2.1	Introdução . . . . .	14
2.2	Advecção na escala resolvida . . . . .	17
2.3	Parametrização da difusão turbulenta . . . . .	18
2.4	Parametrização de cumulus . . . . .	21
2.5	Parametrização de superfície . . . . .	24
2.5.1	Parametrização da camada superficial . . . . .	24
2.5.2	Parametrizações de superfícies água, solo e vegetação . . . . .	25
2.5.3	Fluxos turbulentos de momento, calor e umidade . . . . .	32
2.5.4	Cálculo dos fluxos efetivos para a atmosfera . . . . .	33
2.6	Esquemas de Radiação . . . . .	34
2.7	Opções gerais . . . . .	35
2.7.1	Sistema de coordenadas . . . . .	35
2.7.2	Assimilação de dados observacionais . . . . .	35
2.7.3	Microfísica nível 2 . . . . .	36
2.8	Equação de transporte para gases . . . . .	37

<b>3</b>	<b>Metodologia Desenvolvida</b>	<b>38</b>
3.1	Queimadas nas regiões de cerrado e floresta tropical da América do Sul . . . . .	38
3.1.1	Descrição sucinta de uma queimada . . . . .	38
3.1.2	Material emitido em queima de biomassa . . . . .	39
3.1.3	Estimativas de emissões de queimadas em regiões de cerrado e floresta tropical da América do Sul . . . . .	40
3.1.4	Temperaturas envolvidas durante uma queimada . . . . .	45
3.1.5	Deteção e caracterização de queimadas via sensoriamento remoto . . . . .	46
3.2	Parametrização de fontes emissoras de gases e aerossóis associadas a queimadas em cerrado e floresta. . . . .	51
3.2.1	Parametrização de fontes emissoras para $CO_2$ , $CO$ e $PM_{2.5}$ . . . . .	51
3.2.2	Inserção no modelo RAMS 3b . . . . .	56
3.3	Parametrização dos sumidouros . . . . .	59
3.4	Parametrização do transporte de gases e par-tículas por convecção úmida profunda . . . . .	60
3.4.1	Parametrização do fluxo turbulento . . . . .	60
3.4.2	Modelo de nuvem 1-D . . . . .	63
3.4.3	Inserção no modelo RAMS 3b . . . . .	65
3.5	Equação de transporte de traçadores . . . . .	70
3.6	Estudo do transporte por meio de cálculo de trajetórias de parcelas de ar. . . . .	76
3.6.1	Trajetoárias cinemáticas convectivas . . . . .	76
3.6.2	Uma aplicação do método . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Estudo de caso: Julho de 1993 - Parte I : Análise observacional e calibração do modelo RAMS</b>	<b>84</b>
4.1	Queimadas no cerrado e floresta da América do Sul observadas no período . . . . .	84
4.2	Descrição sinótica do período . . . . .	85

4.3	Alguns dados observacionais de microescala em floresta e cerrado da América do Sul . . . . .	93
4.4	Experimentos para a calibração do modelo . . . . .	103
4.4.1	Alguns ajustes em parametrizações do RAMS para a simulação . . . . .	103
4.4.2	Comparação entre experimentos (controle x calibrado) . . .	106
<b>5</b>	<b>Julho de 1993: Simulação do transporte de emissões de queimadas ocorridas no cerrado e floresta da América do Sul.</b>	<b>125</b>
5.1	Descrição do experimento . . . . .	125
5.2	Descrição do transporte . . . . .	128
5.2.1	Efeito do transporte convectivo . . . . .	138
5.3	Modelagem do transporte de emissões de queimadas através do cálculo de trajetórias de parcelas de ar . . . . .	152
5.3.1	Efeito do transporte convectivo . . . . .	154
5.3.2	Transporte convectivo na noite de 12 para 13 de julho . . .	154
<b>6</b>	<b>Discussão, conclusões e perspectivas futuras</b>	<b>165</b>
6.1	Discussão da metodologia . . . . .	165
6.2	Projetos para continuação deste trabalho . . . . .	168
6.2.1	Validação da Metodologia . . . . .	168
6.2.2	Transferência dos resultados da pesquisa para o monitoramento diário do transporte de fumaça na estação de queimadas . .	173
6.2.3	Estudo detalhado de outros processos de transporte . . . . .	174
6.3	Incertezas associadas a esta metodologia . . . . .	175

# Lista de Figuras

1.1	Concentração de monóxido de carbono (ppb) observada no dia 14 de junho de 1985 próximo a cidade de Oklahoma (EUA). Contornos tracejados se referem aos valores climatológicos. Figura extraída de Dickerson et al., (1987). . . . .	5
2.1	Perfil de raízes para floresta atribuído pelo modelo RAMS 3b. Este caso se refere a uma configuração de 10 níveis de solo e uma profundidade de 2 metros. Por este perfil, a floresta só consegue extrair água do solo nos primeiros 10 cm. . . . .	30
2.2	Controle da abertura dos estômatos pela temperatura da vegetação. . . . .	32
3.1	Formas fisionômicas do cerrado da América do Sul. . . . .	41
3.2	Fatores de emissão para PM2.5, CO <sub>2</sub> , CO, CH <sub>4</sub> , NO, e H <sub>2</sub> e eficiência de combustão (CE) para tipos de cerrado e floresta tropical amostrados no Brasil. Extraída de Ward et al., (1992). . . . .	44
3.3	Temperatura do ar a 8, 12 e 20 m acima da superfície. Figura extraída de Carvalho et al. 1995. . . . .	47
3.4	Evolução da temperatura do ar a 1 cm(○), 60 cm (△) and 160 cm (■) acima do solo durante queimadas em três formas fisionômicas de cerrado do Brazil Central. Figura extraída de Miranda et al. (1996). . . . .	48
3.5	Dados preliminares do número de focos de fogo ao longo do dia na América do Sul (15/08 a 15/09/1995). Dados obtidos por meio do algoritmo GOES-8 ABBA (versão 1.1). Figura extraída de Prins et al., (1996). . . . .	51
3.6	Curva analítica descrevendo o número de focos de fogo ao longo de 24 horas, obtida por interpolação dos dados apresentados na Tabela 3.9. . . . .	56

3.7	Taxa temporal $r(t)$ do consumo de biomassa pela queimada ao longo do dia. . . . .	57
3.8	Evolução do consumo de biomassa por queimada ao longo de 24 horas.	57
3.9	Esquema descrevendo a separação de domínios (nuvens e ambiente) utilizada pelo método 'top-hat'. $a$ representa a fração de área coberta por nuvens, enquanto que $1 - a$ representa fração ocupada pelo ambiente.	61
3.10	Obtenção do valor médio de uma quantidade utilizando o método 'top-hat'. Nesta figura, $l_c$ e $l_e$ representam, respectivamente, a extensão dos sub-domínios de nuvem e do ambiente, dentro do domínio da média. . .	62
3.11	Perfil vertical da razão de mistura de um traçador, transportado por um esquema numérico que não é positivo-definido. . . . .	68
3.12	Transporte convectivo de um gás durante um período de 1 hora. A parte (a) mostra a velocidade vertical na região da nuvem. (b) mostra os perfis iniciais de razão de mistura no ambiente e na nuvem. A parte (c) apresenta o perfil inicial da convergência do fluxo turbulento associado a este transporte, os perfis se referem a situação sem (TCPD-off) e com (TCPD-on) o ajuste do esquema numérico centrado para torná-lo positivo-definido. A parte (d) se refere aos perfis de razão de mistura 1 hora após o início da integração. . . . .	69
3.13	(a) Termo de emissão ( $Q_{[m]}$ ) de monóxido de carbono associado a queimadas no dia 09 de julho de 1993 no Estado do Mato Grosso. (b) Razão de mistura de $CO$ e vento horizontal. (c) Termo de advecção da equação de transporte. . . . .	73
3.14	(a) Evolução temporal do perfil vertical do coeficiente de difusividade turbulenta vertical, $m^2/s$ , no ponto de coordenadas $54^\circ W$ e $8^\circ S$ . (b) Termo de difusão turbulenta na camada limite planetária da equação de transporte. (c) Evolução da razão de mistura de monóxido de carbono dentro da camada limite planetária. . . . .	74
3.15	(a) Taxa de precipitação convectiva associada a convecção profunda. (b) Seção vertical ao longo da latitude $10^\circ S$ da razão de mistura de monóxido de carbono. (c) Termo de transporte convectivo da equação de transporte, associado às circulações convectivas parametrizadas. . .	75

3.16	Trajatórias forward calculadas no modo não-convectivo, utilizando como velocidade vertical apenas a fornecida pelo modelo, na Eq. e354. A escala de cores representa a altura acima do nível médio do mar da parcela de ar (em km) e cada ponto negro sobre a trajetória. 24 horas de integração. . . . .	79
3.17	Trajatórias forward calculadas no modo convectivo, utilizando as Eqs. e355 e e356. A escala de cores representa a altura acima do nível médio do mar da parcela de ar (em km) e cada ponto negro sobre a trajetória. 24 horas de integração. . . . .	80
3.18	Taxa de precipitação convectiva (mm/h) às 00 UTC do dia 13 de julho de 1993. . . . .	81
3.19	Altura acima da superfície do nível de condensação por levantamento às 00 UTC do dia 13 de julho de 1993. . . . .	82
3.20	Altura acima da superfície do topo da nuvem às 00 UTC do dia 13 de julho de 1993. . . . .	82
3.21	Anticiclones sobre a América do Sul às 00 UTC do dia 16 de julho de 1993, ao nível de 8000 m acima da superfície. . . . .	83
3.22	Linhas de corrente do campo de vento horizontal às 18:00 UTC do dia 13 de julho de 1993, a um nível de 1000 m acima da superfície. . . . .	83
4.1	Distribuição espacial da ocorrência de queimadas no Brasil durante o mês de julho de 1993. Os créditos da imagem aparecem abaixo. . . . .	85
4.2	Focos de queimadas detectados pelo sensor AVHRR da série de satélites NOAA, no dia 12 de julho de 1993. Dados cedidos pela Divisão de Satélites Ambientais, INPE. . . . .	86
4.3	Focos de queimadas detectados pelo sensor AVHRR da série de satélites NOAA, no dia 19 de julho de 1993. Dados cedidos pela Divisão de Satélites Ambientais, INPE. . . . .	86
4.4	Imagem no infravermelho às 23:30 UTC do dia 09 de julho de 1993. . . . .	87
4.5	Imagem no infravermelho às 23:00 UTC do dia 12 de julho de 1993. . . . .	88
4.6	(a) Evolução da temperatura em 925 mb ao longo da longitude 60 W. (b) Evolução da umidade relativa. . . . .	89

4.7	(a) Temperatura às 00 UTC do dia 15 de julho de 1993, em 925 mb. (b) Campo de vento horizontal associado. Dados obtidos apartir de Reanálises do NCEP. . . . .	90
4.8	Imagem no infravermelho às 00 UTC do dia 15 de julho de 1993. . . .	91
4.9	Média temporal do campo de vento horizontal no período de 08 a 22 de julho de 1993, obtida apartir dos dados das Reanálises do NCEP. . .	92
4.10	Evolução da camada de mistura obtida com dados medidos nos dias 23, 25, 26, 29, 31 de julho e 2 e 3 de agosto durante o ABLE 2A. Figura extraída de Martin et al., (1988). . . . .	94
4.11	Balanco de energia acima do dossel de floresta na Amazônia (média horária do período de 30/julho a 5/agosto). Radiação solar, S: Saldo de radiação, Rn: Fluxo de calor latente a 39 e 45m; LE, Calor Sensível a 39 e 45m, H: Resíduo a 39 e 45m (H+LE-Rn). Figura extraída de David et al. (1988). . . . .	95
4.12	Evolução da altura da camada limite baseada numa composição de dados observados durante o RBLE 2. Figura extraída de Nobre et al., (1996). . . . .	97
4.13	Componentes do balanço de energia em floresta durante o experimento RBLE 3. Valores representam médias horárias obtidas com a composição dos dias 13 a 24 de agosto de 1994. . . . .	97
4.14	Componentes do balanço de energia em pastagem durante o experimento RBLE 3. Valores representam médias horárias obtidas com a composição dos dias 13 a 24 de agosto de 1994. . . . .	98
4.15	Médias horárias das densidades de fluxos de radiação, S(▲): saldo de radiação, Rn(Δ): calor latente, LE(●) e calor sensível, H(○) medidas sobre a vegetação do cerrado (senso stricto), durante parte da estação chuvosa (dez/1986 e maio/1987). Figura extraída de Martelli e Miranda, (1991). . . . .	100
4.16	Relação entre a radiação solar e o saldo de radiação (parte superior) e entre a radiação solar e os fluxos de calor sensível e latente (parte inferior) sobre o cerrado stricto senso e durante as estações chuvosa e seca. Figura extraída de Miranda et al., (1997). . . . .	101

4.17	Varição da transpiração da floresta e pastagem durante um período de 30 dias sem chuva subsequentes a uma chuva intensa. Figura extraída de Amazônia: Florestas, Pastagens e Clima. Resultados do Projeto Abracos. Publicado por Institute of Hidrology, Wallingford, UK, 1994.	102
4.18	Perfil de raízes para floresta alterado para simulação de inverno na região Amazônica com o modelo RAMS 3b. Este caso se refere a uma configuração de 10 níveis de solo e uma profundidade de 2 metros. Por este perfil, a floresta extrai água do solo em profundidades entre 40 e 160 cm.	106
4.19	Principais características da superfície do experimento de ajuste do modelo. (a) Topografia, (b) percentual de terra, (c) tipo de solo e (d) vegetação do domínio.	108
4.20	Evolução temporal do perfil da umidade do solo no experimento controle (exp 1) em região de floresta, inicializado com um perfil homogêneo de 50%. Média espacial no domínio de latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W.	110
4.21	Evolução temporal do perfil da umidade do solo no experimento calibrado (exp 2) em região de floresta, inicializado com um perfil heterogêneo. Média espacial no domínio de latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W.	111
4.22	Evolução temporal da diferença entre a razão de mistura de vapor do ar do dossel e dos estômatos na região de floresta. Média espacial no domínio de latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W.	111
4.23	Evolução temporal dos fluxos de calor sensível (H), calor latente (LE) e radiação de onda curta líquida à superfície (Rsn) obtida nos experimentos exp 1 (a) e exp 2(b) para a região de floresta. Média espacial no domínio de latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W.	112
4.24	Evolução temporal da razão de Bowen (H/LE), parte (a), obtida nos experimentos exp 1 e exp 2 na região de floresta, e (b) evolução temporal da altura da camada de mistura. Média espacial no domínio de latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W.	113

4.25	Evolução temporal da temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ), razão de mistura de vapor (g/kg) e umidade relativa (%) do nível a 69 metros acima da superfície, obtida nos experimentos 1 e 2, na região de floresta. Média espacial no domínio de latitude $8^{\circ}\text{S}$ a $2^{\circ}\text{S}$ , longitude $60^{\circ}\text{W}$ a $54^{\circ}\text{W}$ . . . . .	114
4.26	Evolução temporal dos fluxos de calor sensível (H), calor latente (LE) e radiação de onda curta líquida à superfície (Rsn) obtida nos experimentos exp 1 (a) e exp 2(b) para a região de cerrado. Média espacial no domínio de latitude $16^{\circ}\text{S}$ a $11^{\circ}\text{S}$ , longitude $53^{\circ}\text{W}$ a $48^{\circ}\text{W}$ . . . . .	116
4.27	Evolução temporal da razão de Bowen (H/LE), parte (a), obtida nos experimentos exp 1 e exp 2 na região de cerrado, e (b) evolução temporal da altura da camada de mistura. Média espacial no domínio de latitude $16^{\circ}\text{S}$ a $11^{\circ}\text{S}$ , longitude $53^{\circ}\text{W}$ a $48^{\circ}\text{W}$ . . . . .	117
4.28	Evolução temporal da temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ), razão de mistura de vapor (g/kg) e umidade relativa (%) do nível a 69 metros acima da superfície, obtida nos experimentos 1 e 2, na região de cerrado. Média espacial no domínio de latitude $16^{\circ}\text{S}$ a $11^{\circ}\text{S}$ , longitude $53^{\circ}\text{W}$ a $48^{\circ}\text{W}$ . . . . .	118
4.29	Fluxo de calor sensível em todo o domínio dos experimentos, às 16:00 UTC dos dias 09 e 14 de julho de 1993. Partes (a) e (c) correspondem ao exp 1, (b) e (d) ao exp 2. . . . .	120
4.30	Fluxo de calor latente em todo o domínio dos experimentos, às 16:00 UTC dos dias 09 e 14 de julho de 1993. Partes (a) e (c) correspondem ao exp 1, (b) e (d) ao exp 2. . . . .	121
4.31	Altura da camada de mistura em todo o domínio dos experimentos, às 18:00 UTC dos dias 09 e 14 de julho de 1993. Partes (a) e (c) correspondem ao exp 1, (b) e (d) ao exp 2. . . . .	122
4.32	Precipitação convectiva acumulada entre as 12:00 e 20:00 UTC do dia 15 de julho de 1993. A parte (a) se refere ao exp 1, (b) ao exp 2. . . . .	123
4.33	Imagem no visível às 16:30 UTC do dia 15 de julho de 1993. . . . .	124
5.1	Topografia em km (a) e vegetação (b) da grade aninhada do experimento. . . . .	129
5.2	(a) Albedo total (%) modificado no modelo, (b) Radiação de onda curta líquida absorvida pela superfície ( $\text{W}/\text{m}^2$ ), média temporal às 15:00 UTC do período de simulação (08-21 julho de 1993). . . . .	130

5.3	(a) Fluxo turbulento de calor sensível ( $W/m^2$ ) às 15:00 UTC. (b) Fluxo turbulento de calor latente ( $W/m^2$ ) às 15:00 UTC. Média temporal no período da simulação. . . . .	131
5.4	(a) Altura da camada de mistura (m) às 18:00 UTC. média temporal do período de 08 a 21 de julho de 1993. (b) Precipitação convectiva acumulada (mm) no período de 00Z08 a 00Z21julho1993. . . . .	132
5.5	(a) Posição e número de focos de queimadas detectados pelo sensor AVHRR e assimilados pelo modelo RAMS, dia 12 de julho de 1993. (b) Quantidade de monóxido de carbono emitido por unidade de área queimada ( $kg/m^2$ ). . . . .	133
5.6	(a) Todos os focos de queimadas detectados pelo sensor AVHRR e assimilados pelo modelo durante o período de simulação. (b) Correspondente quantidade parametrizada de monóxido de carbono emitido por unidade de área queimada ( $kg/m^2$ ). . . . .	134
5.7	(a) Altura acima da superfície do topo convecção profunda parametrizada. Média temporal sobre os horários que apresentaram convecção. (b) Termo de tendência associado ao transporte convectivo ao nível de 6500 m acima da superfície. Média temporal sobre os horários que apresentaram convecção profunda. . . . .	135
5.8	(a) Razão de mistura (ppb) de $CO$ ao nível de 1000 m acima da superfície. média temporal na 1ª semana do experimento. (b) Razão de mistura (ppb) de $CO$ ao nível de 1000 m acima da superfície. média temporal na 2ª semana do experimento. . . . .	139
5.9	(a) Razão de mistura (ppb) de $CO$ ao nível de 6500 m acima da superfície. média temporal na 1ª semana do experimento. (b) Razão de mistura (ppb) de $CO$ ao nível de 6500 m acima da superfície. média temporal na 2ª semana do experimento. . . . .	140
5.10	(a) Razão de mistura (ppb) de $CO$ ao nível de 3500 m acima da superfície. média temporal na 1ª semana do experimento. (b) Razão de mistura (ppb) de $CO$ ao nível de 3500 m acima da superfície. média temporal na 2ª semana do experimento. . . . .	141

5.11	(a) Média temporal sobre a 1 <sup>a</sup> semana do experimento, do fluxo zonal de <i>CO</i> sobre a fronteira de longitude 40°W. (b) O mesmo fluxo de (a) na 2 <sup>a</sup> semana. (c) Média temporal sobre a 1 <sup>a</sup> semana do experimento, do fluxo zonal de <i>CO</i> sobre a fronteira de longitude 83°W. (d) O mesmo fluxo de (c) na 2 <sup>a</sup> semana. (Obs.: positivo indica fluxo para leste).	142
5.12	(a) Média temporal sobre a 1 <sup>a</sup> semana do experimento, do fluxo meridional de <i>CO</i> sobre a fronteira de latitude 30°S. (b) O mesmo fluxo de (a) na 2 <sup>a</sup> semana. (c) Média temporal sobre a 1 <sup>a</sup> semana do experimento, do fluxo meridional de <i>CO</i> sobre a fronteira de longitude 6°N. (d) O mesmo fluxo de (c) na 2 <sup>a</sup> semana. (Obs.: positivo indica fluxo para norte).	143
5.13	(a) Média temporal sobre a 1 <sup>a</sup> semana do experimento, do fluxo zonal de <i>COstc</i> sobre a fronteira de longitude 40°W. (b) O mesmo fluxo de (a) na 2 <sup>a</sup> semana. (c) Média temporal sobre a 1 <sup>a</sup> semana do experimento, do fluxo zonal de <i>COstc</i> sobre a fronteira de longitude 83°W. (d) O mesmo fluxo de (c) na 2 <sup>a</sup> semana. (Obs.: positivo indica fluxo para leste).	144
5.14	(a) Distribuição vertical da massa de <i>CO</i> (o) e <i>COstc</i> (+) integradas horizontalmente, média temporal sobre a grade 2 em todo o período do experimento. (b) Massa de <i>CO</i> (o) e <i>COstc</i> (+) em cada nível vertical do modelo, média temporal sobre a grade 2 em todo o período do experimento.	145
5.15	(a) Nível de condensação por levantamento, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993. (b) Topo da convecção parametrizada, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993. (c) Razão de mistura de monóxido de carbono em ppb, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993 e entre os níveis 69 a 1900 m acima da superfície	147
5.16	(a) Termo de tendência associado ao transporte convectivo em ppb/dia, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993 e nível de 7000 m. (b) Razão de mistura de monóxido de carbono transportada para o nível de 7000 m. (c) Razão de mistura de monóxido de carbono em ppb, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993 e ao nível de 7000 m acima da superfície	148

5.17	(a) Topo da convecção, média no período entre 12Z a 21Z de 15 de julho de 1993. (b) Monóxido de carbono (ppb) e campo de vento, média no período 12Z a 21Z de 15 de julho de 1993 e nos primeiros 1340 m. (c) Termo de transporte convectivo ao nível de 1100 m. . . . .	150
5.18	(a) Termo de tendência associado ao transporte convectivo em ppb/dia, média no período entre 12Z a 21Z de 15 de julho de 1993 e nível de 7000 m. (b) e (c) Razão de mistura de monóxido de carbono em ppb ao nível de 7000 m. . . . .	151
5.19	Trajatórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas e às 18:00Z dos dias 09 e 10 de julho de 1993. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração. . . .	157
5.20	Trajatórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas (domínio <i>A</i> ) e às 18:00Z dos dias 11, 12 e 13 de julho de 1993. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração. . . . .	158
5.21	Trajatórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas (domínio <i>B</i> ) e às 18:00Z dos dias 11, 12 e 13 de julho de 1993. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração. . . . .	159
5.22	Trajatórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas e às 18:00Z dos dias 14 e 15 de julho de 1993. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração. . . .	160
5.23	255 trajetórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas e às 18:00Z dos dias 09 a 16 de julho de 1993. . . . .	161
5.24	255 trajetórias forward, calculadas no modo não-convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas e às 18:00Z dos dias 09 a 16 de julho de 1993. . . . .	162

5.25	Trajatórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas em alturas de até 1000 m acima da superfície e às 00:00Z do dia 11 de julho de 1993. Imagem de satélite do infravermelho, campo de vento ao nível de 7500 m às 00:00Z do dia 13 de julho e campo de vento ao nível de 8500 m às 00:00Z do dia 16 de julho (linhas verdes). Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração. . . . .	163
5.26	As mesmas trajetórias forward da Fig. f454 mas calculadas no modo não convectivo e campo de vento ao nível de 1500 m acima da superfície às 00:00Z do dia 13 de julho. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração. . . . .	164
6.1	(a) Razão de mistura (ppb) de <i>CO</i> ao nível de 1000 m acima da superfície. média temporal na 1ª semana do experimento. (b) Razão de mistura (ppb) de <i>CO</i> ao nível de 1000 m acima da superfície. média temporal na 2ª semana do experimento. Associado à fonte emissora de Hao e Liu, (1994) [35] . . . . .	169
6.2	Média temporal da 2ª semana de <i>CO</i> nos primeiros 3 km acima da superfície. Isosuperfície de 1.3 ppb e vento horizontal médio ao nível de 2.5 km. . . . .	170
6.3	Média temporal da 2ª semana de <i>CO</i> acima de 3 km. Isosuperfície de 2 ppb e vento horizontal médio ao nível de 7 km. . . . .	171

# Lista de Tabelas

3.1	Principais tipos de compostos emitidos em queimadas nos estágios 'flaming' e 'smoldering'. Adaptada de Lobert e Warnatz, (1993). . . . .	40
3.2	Quantidade de biomassa acima do solo e fração efetivamente queimada em regiões de cerrado. (Ward et al., 1992). . . . .	42
3.3	Quantidade de biomassa acima do solo e fração efetivamente queimada em regiões de floresta tropical. (Ward et al., 1992). . . . .	42
3.4	Consumo de biomassa por fase de queima. Dados de Ward et al., (1992). . . . .	44
3.5	Média dos fatores de emissão obtidos por Ward et al., (1992) . . . . .	53
3.6	Parametrização da taxa de emissão de um composto por unidade de área queimada em cerrado. . . . .	53
3.7	Média dos fatores de emissão obtidos em floresta por Ward et al., (1992). . . . .	53
3.8	Parametrização da taxa de emissão de um composto por unidade de área queimada em floresta. . . . .	54
3.9	Variabilidade diurna média do número de focos de fogo na América do Sul, durante o período de 15 de agosto a 15 de setembro de 1995. . . . .	55

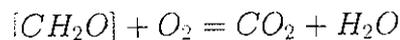
# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Queimadas e seus efeitos climáticos / bio-geoquímicos no planeta Terra.

Uma queimada na Amazônia e na Região Centro-Oeste do Brasil é um processo de queima de biomassa, que pode ocorrer por razões naturais ou por iniciativa humana. Naturalmente, uma queimada pode ocorrer devido à fatores climáticos, como grandes períodos sem precipitação, associados a uma ignição espontânea de um relâmpago, por exemplo. Antropogenicamente, uma queimada pode ser produzida por motivos econômicos, para prática de agricultura e/ou pecuária, por exemplo.

A queima de matéria orgânica produz primariamente água e dióxido de carbono, de acordo com a seguinte reação química



onde o elemento  $[CH_2O]$  representa a composição média da biomassa. Além destes elementos, também são produzidos outras espécies químicas, tais como CO, NOx, hidrocarbonetos, etc., e partículas de aerossóis (Andreae, 1991) [4], os quais são incorporados à atmosfera, sendo a ela misturados e transportados (maiores detalhes são descritos no capítulo 3).

De acordo com Andreae (1991) [4] a maior parte das queimadas ocorrem nos países em desenvolvimento nos trópicos. Sendo estes, responsáveis por 87% das emissões globais produzidas por queimadas, estimadas em 3940 Tg[C]/ano<sup>(1)</sup>. Durante a estação seca nas Regiões Amazônica e Brasil Central, compreendida entre os meses de julho a outubro ocorrem, em grande quantidade, queimadas antropogênicas em áreas de Cerrado e de Floresta Tropical. Os dados coletados nas estações de monitoramento atmosférico contínuo mantidas pelo Grupo de Estudos de Poluição do Ar (GEPA) desde 1991, em Cuiabá (MT), Alta Floresta (MT) e Serra do Navio (AP), indicam uma forte sazonalidade nas concentrações dos aerossóis associados à queima de biomassa, por exemplo do carbono grafítico, com máximos durante este período do ano (Artaxo et al., 1990 [6], 1993a [7], 1993b [8]).

As emissões de queimadas possuem vários efeitos importantes no equilíbrio climático / biogeoquímico do planeta. Além do CO<sub>2</sub>, ocorrem emissões de metano (CH<sub>4</sub>) e óxido nitroso (N<sub>2</sub>O), que são gases que podem produzir o efeito estufa na atmosfera. No caso do CO<sub>2</sub>, a emissão durante a queimada pode ser reincorporada à vegetação no seu reestabelecimento, porém em situação de deflorestamento, isto pode não ocorrer, provocando uma emissão líquida de CO<sub>2</sub> à atmosfera. Na presença de radiação solar e altas concentrações de NO<sub>x</sub>, a oxidação de CO e hidrocarbonetos é acompanhada de formação de ozônio (O<sub>3</sub>), outro gás do efeito estufa.

A emissão dos aerossóis, que possuem um tempo de residência na atmosfera da ordem de uma semana (Kaufman, 1995) [43], durante a estação seca, impõe uma espessa camada de fumaça sobre as regiões Norte e Centro Oeste do Brasil. As altas temperaturas envolvidas na fase "flaming" da combustão e a ocorrência de circulações convectivas úmidas associadas, por exemplo, à entrada de frentes frias provenientes da região sul do país, favorecem o movimento convectivo ascendente e podem ser responsáveis pela elevação destes poluentes até a troposfera, onde podem ser transportados para regiões distantes das fontes emissoras. Este transporte resulta em uma distribuição espacial de fumaça sobre uma extensa área, ao redor de 4-5 milhões de km<sup>2</sup>, em muito superior à área onde estão concentradas as queimadas. Os efeitos destas emissões excedem, portanto, a escala

---

<sup>1</sup> 1 Tg = 10<sup>12</sup>g

local e afetam regionalmente toda a composição e propriedades físicas e químicas da atmosfera na América do Sul. Em escalas regional e global, estas emissões de queimadas alteram o balanço radiativo da atmosfera, através dos efeitos diretos das partículas de aerossóis ao refletir a radiação solar de volta para o espaço, reduzindo a quantidade absorvida pela superfície terrestre, e ao absorver radiação solar ('black soot'), aquecendo a atmosfera. O ciclo hidrológico pode ser afetado indiretamente por alterações na dinâmica de formação de nuvens (Kaufman, 1995) [43], por meio da quantidade de núcleos de condensação de nuvem presentes. O aumento da concentração de aerossóis, impõe uma diminuição no diâmetro da gota de nuvem, produzindo dois efeitos: primeiro, a maior quantidade de gotas reflete mais radiação solar de volta para o espaço, e, segundo, o tamanho menor será menos favorável para a produção de chuva.

Ainda, o transporte destas emissões de queimadas para regiões distantes das fontes emissoras e a deposição seca ou úmida durante esse transporte podem, ao longo do tempo, produzir alterações nos ciclos biogeoquímicos naturais e na dinâmica de nutrientes tanto das regiões emissoras quanto das regiões receptoras.

## 1.2 Transporte de emissões de queimadas

As fontes emissoras associadas às queimadas emitem gases e partículas à temperaturas superiores àquelas da atmosfera do ambiente, tendo assim uma flutuação positiva que transporta estes materiais verticalmente para cima. O entranhamento do ar ambiente na pluma de fumaça, produz uma mistura destes materiais com o ar atmosférico, equalizando a temperatura e eliminando a flutuação. A mistura turbulenta da camada limite diurna, também transporta verticalmente estes materiais, tendendo a homogenizá-los por toda a camada de mistura. Na direção horizontal, a advecção pelo vento domina o transporte, arrastando os materiais na direção do fluxo da atmosfera dentro da camada limite. O entranhamento no topo da camada limite e processos convectivos atuam para transportar estes materiais para a troposfera, rompendo a estabilidade no topo da camada limite. Uma vez na troposfera, o transporte destes poluentes se dá de forma mais eficiente devido às velocidades maiores do fluxo de ar, transportando-os para regiões distantes dos locais de emissão, transformando o problema de

escala local para continental ou mesmo global. Além deste aspecto, processos de remoção de poluentes da atmosfera são mais eficientes dentro da camada limite planetária, de modo que, uma vez transportados para a troposfera, a vida-média destes pode aumentar.

Vários autores (Chatfield and Crutzen, 1984 [14]; Dickerson et al., 1987 [20]; Pickering et al., 1988 [68]; Chatfield e Delany, 1990 [13]; Thompson et al., 1994 [79]) têm estudado o transporte de gases traços pelas circulações associadas à convecção úmida e profunda. Dickerson et al., (1987) [20] relatam um experimento realizado em torno da cidade de Oklahoma (EUA), em 1985, onde se efetuou medidas de concentrações de gases traços ( $\text{CO}$ ,  $\text{O}_3$ , NMHCs,  $\text{NO}_x$ , etc.) com instrumentação a bordo de aviões capazes de alcançar altitudes de até 11 km.  $\text{CO}$  é geralmente produzido na superfície do planeta, e é destruído da troposfera por processos químicos, de modo que apresenta tipicamente um perfil vertical decrescente com a altitude, além de ter uma vida-média muito superior a escala de tempo de uma convecção profunda. O sistema convectivo observado, se formou na noite de 14 de junho de 1985 em resposta à convergência de uma massa de ar frio e seco com outra, quente e úmida, vinda do Golfo do México. Na madrugada do dia 15 foram realizadas medidas de concentrações nas regiões de convergência e na região da bigorna, e em regiões de ar limpo em torno do sistema. A Fig. 1.1 mostram os valores de  $\text{CO}$  medidos compostos com dados climatológicos. Concentrações acima de 160 ppb foram observadas na região da bigorna ao nível de 10 km, enquanto que observações em regiões fora da nuvem ao mesmo nível, reportam valores de 80 ppb. Na região de convergência, aparece um mínimo de concentração de 80 ppb, mostrando a remoção de  $\text{CO}$  destes níveis.

Chatfield et al., (1996) [15] apresentam uma simulação do transporte de emissões de queimadas ocorridas nos continentes da África e América do Sul durante o experimento Transport and Atmospheric Chemistry Near the Equator - Atlantic (NASA/ GTE/ TRACE A) (Fishman et al., 1996) [26], realizado entre setembro e outubro de 1992. A simulação foi realizada com o modelo GRACES (Global-Regional Atmospheric Chemistry Event Simulator) que utiliza campos meteorológicos previamente simulados por meio do modelo atmosférico MM5. Os campos de emissão de  $\text{CO}$  são deduzidos do trabalho de Hao e Liu, (1994)

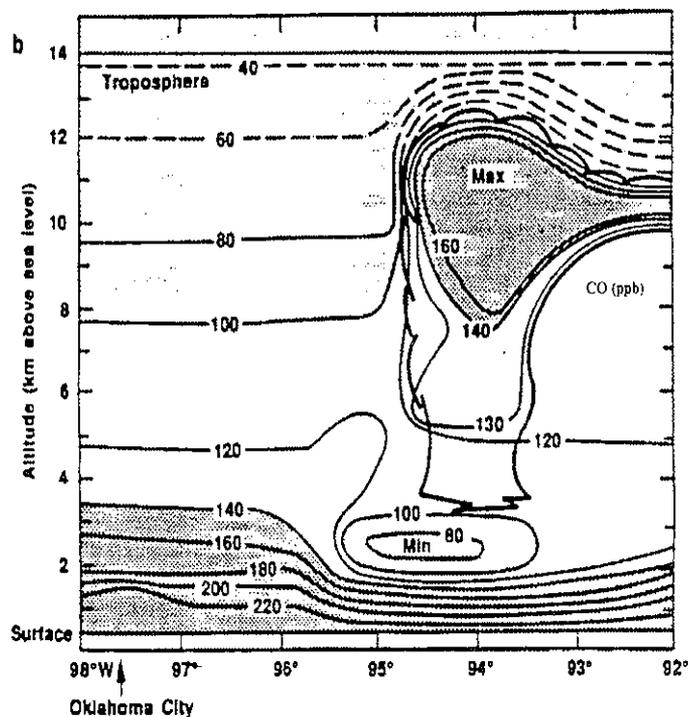


Figura 1.1: Concentração de monóxido de carbono (ppb) observada no dia 14 de junho de 1985 próximo a cidade de Oklahoma (EUA). Contornos tracejados se referem aos valores climatológicos. Figura extraída de Dickerson et al., (1987).

[35]. A simulação do dia 10 de outubro, mostra que a exportação de CO do continente Africano se deu primariamente na média troposfera na direção noroeste rumo ao Oceano Atlântico. Na América do Sul, o transporte de emissões no cerrado, foi mediado por convecção profunda, sendo exportadas em direção sudeste e atingindo a alta troposfera.

No caso específico da circulação de inverno no Brasil Central e na Amazônia, o problema da distribuição das emissões das queimadas através dos movimentos atmosféricos está ainda em aberto. A situação de inverno, apesar de simples do ponto de vista climatológico já que há um domínio de uma condição de alta pressão com ausência de precipitação, passa por evoluções transientes notáveis. As frentes frias provenientes das latitudes mais ao sul trazem perturbações nos ventos e alteram a estabilidade atmosférica (Kousky e Ferreira, 1981 [28]; Fortune e Kousky, 1993 [44]). Por outro lado, existem linhas de instabilidade que se

formam na costa norte do Brasil e atravessam a região Amazônica, perturbando a atmosfera desde a superfície até 15 km de altura (Silva Dias and Ferreira, 1992 [76]; Cohen et al., 1995 [17]). Existem ainda circulações locais termicamente induzidas pelo relevo que podem alterar a direção e a intensidade dos ventos desde a superfície até os 3 km de altura.

### 1.3 Estudo do transporte de gases / partículas através do cálculo de trajetórias de massas de ar

Trajetoórias de parcelas de ar tem sido usadas intensivamente em estudos de química da atmosfera, principalmente com relação ao transporte de gases e material particulado emitidos por queimadas. Vários autores têm trabalhado com cálculos de trajetórias nos modos avançado ('forward') e retrógado ('backward') no tempo (daqui adiante, tomaremos emprestado as nomenclaturas inglesas forward e backward para nos referirmos a estes modos). Trajetórias backward são tipicamente usadas para interpretação de medidas químicas e trajetórias forward são usadas em planejamentos de vôos de pesquisas atmosféricas e em modelagem Lagrangeana. Como as resoluções espaciais e temporais das observações meteorológicas limitam a acurácia dos cálculos de trajetórias, várias técnicas tem sido empregadas para verificação destes modelos. Kuo et al., (1985) [46] empregou um modelo de mesoescala para investigar as incertezas de trajetórias. Os campos de ventos simulados pelo modelo, considerados como representando o estado 'verdadeiro' da atmosfera, foram sistematicamente degradados a fim de simular os efeitos de medidas em baixa resolução de radiossondas. Seus resultados utilizando um modelo isentrópico de trajetórias indicaram que um aumento na resolução temporal das medidas de radiossondas melhoram a acurácia dos cálculos de trajetórias numa razão superior a um aumento na resolução espacial. Kahl e Samson, (1986) [40] usaram observações meteorológicas obtidas durante o experimento CAPEX (Cross Appalachian Tracer Experiment) em 1983 para quantificar as incertezas em cálculos de trajetórias dentro da camada limite planetária devido a baixa resolução de dados meteorológicos da rede de radiossonda-

gens norte-americana (National Weather Service (NWS) rawinsonde network). Seus resultados indicaram que cálculos de trajetórias dentro da camada limite planetária usando os dados do NWS com 12 horas de resolução possuem uma probabilidade de 50% do erro no deslocamento horizontal exceder a 350 km depois de 72 horas de integração. Além disto, um aumento na resolução espacial aumenta a acurácia dos cálculos mais que um aumento na resolução temporal. Haagenson et al., (1987) [34] usou dados do traçador perfluorocarboneto do experimento CAPEX (1983) para avaliar três modelos de trajetórias desenvolvidos para simulações do transporte a longa distância na camada limite planetária: um isentrópico, um isobárico e um modelo tridimensional com coordenada vertical seguindo o terreno ( $\sigma_z$ ). Os autores utilizaram a raiz quadrada média da separação entre as trajetórias dos modelos e trajetórias derivadas das concentrações do traçador medidas em superfície, para avaliar os modelos e verificar a validade das hipóteses isobáricas, isentrópicas e isosigmas. Seus resultados indicaram que o fluxo do vento correspondendo a aproximadamente da baixa a média camada limite planetária é mais apropriado para simular o transporte de poluentes na camada limite, e que as hipóteses isentrópicas e isosigmas são mais realísticas que a isobárica.

Devido a extrema escassez de observações, vários autores que trabalham com poluição do ar sobre a região do Hemisfério Sul, tem usado conjuntos de análises meteorológicas geradas pelos principais centros operacionais de análise e previsão do tempo para cálculos de trajetórias. Pickering et al., (1994) [66] tem comparado cálculos de trajetórias isentrópicas a partir de análises do centro norte-americano NMC (National Meteorological Center, atualmente denominado National Center for Environmental Prediction - NCEP) e do centro europeu ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts). As trajetórias foram integradas em um período de 8 dias em outubro de 1980 com 12 horas de resolução temporal, sobre uma grade de resolução de  $2^\circ \times 2.5^\circ$  em latitude e longitude (ECMWF) e  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$  (NCEP), sobre o Atlântico Sul. Seus resultados mostraram grandes diferenças entre as trajetórias obtidas com os dois conjuntos análises, em termos da distância percorrida, separação horizontal e vertical. Contudo, nenhuma recomendação definitiva com relação a qual conjunto seria mais apropriado foi obtida, devido a falta de dados de verificação independentes.

Pickering et al., (1996) [67] usaram observações meteorológicas obtidas do experimento NASA/GTE/TRACE A (Fishman et al., 1996) [26], para realizar um intercomparação entre trajetórias calculadas a partir de análises dos centros NCEP e ECMWF. Foram usados um conjunto de sondagens realizadas por 'dropsondes' lançadas do avião DC-8 da NASA e de 11 estações de radiosondagens no Brasil, África e Atlântico Sul, para verificar a qualidade das análises do NCEP e do ECMWF para o cálculo de trajetórias. Seus resultados mostraram que as análises do ECMWF são um pouco mais confiáveis do que as do NMC com as condições observadas nos trópicos e subtropicais do Hemisfério Sul. Contudo, ambas análises diferem das sondagens observadas em um grau significativo, e as trajetórias calculadas mostraram grandes diferenças. Suas recomendações finais foram que um conjunto de testes de cálculos de trajetórias com ambos conjuntos de análises deveria ser feito, a fim de quantificar as incertezas associadas às diferenças nas análises, e que conjuntos de trajetórias em torno de pontos de interesses deveriam ser obtidos para verificar as incertezas associadas ao cisalhamento do campo de vento.

Uma outra incerteza associada à cálculos de trajetórias é devida à técnica utilizada. Trajetórias isentrópicas (temperatura potencial constante) são usadas largamente (ex., Pickering et al., 1994, 1996) e tem a vantagem de não requerer a velocidade vertical do vento. O formalismo cinemático utiliza as três componentes do campo de vento para o cálculo de trajetória e não requer nenhuma hipótese explícita acerca do movimento da parcela de ar. Contudo, a velocidade vertical necessária é sujeita a uma considerável incerteza. Fuelberg et al., (1996) [32] calcularam trajetórias cinemáticas e isentrópicas integrando-as por um período de 5 dias (13-18 de outubro de 1992) do experimento TRACE-A utilizando análises do ECMWF. Seus resultados mostraram que as cinemáticas usualmente possuem um deslocamento vertical maior que as correspondentes isentrópicas, apresentando, no entanto, valores de taxas de aquecimento e resfriamento diabáticos adequados numa escala sinótica. Uma outra forma de calcular trajetórias cinemáticas utiliza a velocidade vertical diagnosticada a partir das componentes horizontais do campo de vento do ECMWF, através da equação da continuidade. Estas últimas trajetórias apresentaram consideráveis diferenças nos deslocamentos horizontais e verticais em relação às calculadas na primeira forma, e possuíam

taxas diabáticas superiores. Uma das conclusões de Fuelberg et al., (1996) [32] foi a de que ambos formalismos (isentrópico e cinemático com campo de vento tridimensional obtido de um modelo numérico ou de um procedimento dinamicamente consistente) podem fornecer realísticas trajetórias com integração de até 5 dias.

Com o avanço da capacidade computacional disponível e o uso de modelos atmosféricos de mesoescala, pode-se calcular trajetórias mais realísticas através de simulações atmosféricas com assimilação de dados observacionais, melhores resoluções espaciais e temporais e com parametrizações físicas mais completas (Freitas et al., 1996 [30]; Longo et al., 1999 [49]; Longo, 1999 [50]). No entanto, o aumento da resolução espacial do modelo nestes casos é definida pela real capacidade computacional disponível. Para estudos de transporte a longa distância, usualmente as limitações computacionais impõe configurações espaciais para o modelo com resolução que não é suficiente para resolver explicitamente circulações convectivas, como a convecção profunda. Convecção profunda pode impor uma forte ventilação da camada limite para altos níveis da troposfera. Assim, trajetórias podem ser erroneamente calculadas se o papel destas circulações na escala resolvida não é incluído adequadamente.

## 1.4 Objetivos deste trabalho

O objetivo deste trabalho é o estudo do transporte atmosférico de gases e partículas inertes emitidos por queimadas na Amazônia e Brasil Central utilizando o modelo Atmosférico RAMS (Regional Atmospheric Modelling System). São empregados dois formalismos : Lagrangiano e Euleriano.

- O método Lagrangiano é baseado no cálculo de trajetórias cinemáticas de parcelas de ar. As trajetórias são obtidas integrando os três componentes do campo de vento na escala resolvida, simulados pelo RAMS . Os pontos de partidas das parcelas de ar, para a integração, são tomados dos mapas de queimadas detectadas por sensores a bordo de satélites, como o AVHRR da série NOAA. Neste trabalho é apresentado uma metodologia simples que contabiliza os efeitos de processos convectivos úmidos da escala sub-grade

na velocidade vertical da parcela de ar para modelo atmosféricos de baixa resolução. De modo que, as parcelas de ar em regiões convectivas possam ser transportadas verticalmente até o topo da nuvem, numa escala de tempo mais consonante com a curta escala de tempo associada com as correntes ascendentes. O método é baseado no modelo de trajetórias desenvolvido na Universidade de São Paulo (Freitas et al., 1996 [30]; Longo et al., 1999 [49]; Longo, 1999 [50]), o qual é um modelo 3-D cinemático acoplado ao modelo atmosférico RAMS.

- O método Euleriano é baseado na integração da equação de conservação de massa. Para tanto é introduzido um modelo de fontes emissoras de gases/partículas associadas à queimadas em floresta tropical e cerrado da América do Sul, distribuídas espacial e temporalmente através da assimilação diária de mapas de posição de queimadas produzidos por sensoriamento remoto. Os termos de advecção na escala resolvida e o transporte turbulento na escala sub-grade são resolvidos utilizando as parametrizações próprias do modelo RAMS. É introduzida uma parametrização do transporte sub-grade associado às circulações úmidas e profundas não resolvidas explicitamente pelo modelo, devido a baixa resolução espacial. Termos sumidouros associados a processos genéricos de remoção/transformação de gases/partículas são também parametrizados e inseridos na equação de conservação de massa.

## 1.5 Roteiro deste trabalho

O ponto de partida para a consecussão dos objetivos deste trabalho é a solução do sistema de equações que governa a evolução do estado atmosférico. Este se baseia nas leis clássicas do movimento de Newton e da Termodinâmica, aplicadas a um fluido observado a partir de um sistema de coordenadas em rotação, e na lei de conservação de massa. Este sistema de equações, escrito no formalismo Euleriano e um dado sistema de coordenadas  $(x_1, x_2, x_3)$ , é dado por

- Equação da conservação da massa do ar

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho \vec{v} \quad (1.1)$$

onde  $\rho$  é a densidade do ar e  $\vec{v}$  sua velocidade.

- Equação de movimento

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla \vec{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p - g \vec{k} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{F}_{visc} \quad (1.2)$$

onde  $-\frac{1}{\rho} \nabla p$  é a força associada ao gradiente de pressão,  $-g \vec{k}$  é a força de gravidade,  $-2\vec{\Omega} \times \vec{v}$  a força de Coriolis (força inercial) e  $\vec{F}_{visc}$  a força interna de atrito entre as camadas do fluido, que é desprezível na escala deste estudo.

- Primeira lei da termodinâmica

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla \theta + Q_\theta \quad (1.3)$$

onde  $\theta$  é a temperatura potencial do ar e  $Q_\theta$  constitui os vários processos físicos que atuam aquecendo ou resfriando a atmosfera (como por exemplos, convergência de fluxo de radiação, transformações de fase da água, processos térmicos associados a reações químicas, dissipação na escala molecular).

- Lei de conservação do constituinte água

$$\frac{\partial r_n}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla r_n + Q_{r_n}, \quad n = 1, 2, 3. \quad (1.4)$$

onde  $r_n$  se refere a razão de mistura da água na fase  $n$  (sólida, líquida ou gasosa) e  $Q_{r_n}$  expressa os processos físicos de transformação de fase da água, e perda ou ganho por precipitação para as fases sólida e líquida.

- Lei de conservação de outros constituintes gasosos e/ou partículas materiais

$$\frac{\partial s_{[\eta]}}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla s_{[\eta]} + Q_{[\eta]}, \quad \eta = 1, 2, \dots, M. \quad (1.5)$$

onde  $s_{[\eta]}$  é a razão de mistura do constituinte  $\eta$  e  $Q_{[\eta]}$  representa processos de emissão, remoção, transformação química, deposição, etc., associados ao constituinte  $\eta$ .

Estas equações juntamente com a definição de temperatura potencial  $\theta$

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_p} \quad (1.6)$$

com  $p_0$  a pressão em superfície,  $R_d$  a constante de gás do ar seco,  $C_p$  o calor específico a pressão constante e  $T$  a temperatura, a lei do gás ideal aplicada ao ar

$$p = \rho R_d T_V, \quad (1.7)$$

com  $T_V$  a temperatura virtual dada por

$$T_V = T(1 + 0.61r_v) \quad (1.8)$$

com  $r_v$ , a razão de mistura de vapor, constituem um conjunto simultâneo de  $11+M$  equações diferenciais parciais não-lineares com  $11+M$  variáveis dependentes ( $\rho$ ,  $\theta$ ,  $T$ ,  $T_V$ ,  $p$ ,  $\vec{v}$ ,  $r_n$ , e  $s_{[m]}$ ), expressas em função das coordenadas independentes tempo  $t$  e espaciais  $(x_1, x_2, x_3)$ . Se os  $M$  constituintes gasosos/particulados presentes neste sistema de equações forem inertes, denominados traçadores, a solução das  $M$  equações 1.5 não precisa ser realizada simultaneamente com as demais, o qual constitui o caso do presente trabalho.

Não existe solução analítica para o sistema descrito acima, e nem é esperado que esta seja obtida. Solução numérica empregando cálculo computacional é a única alternativa viável. Neste ponto, surge o problema das escalas resolvidas ou não. O sistema de equações não-lineares contém soluções com uma ampla escala espacial, e sua solução numérica passa necessariamente pela discretização do espaço contínuo em um espaço discretizado, representado por pontos de grade espaçados por dimensões  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  e  $\Delta z$ . A dimensão  $l$  dada por

$$l \sim [\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z]^{1/3} \quad (1.9)$$

define a separação entre as escalas que podem ser resolvidas numericamente ( $> 2l$ ), e as escalas menores, que não podem ser resolvidas explicitamente e que precisam ter seu efeitos parametrizados.

O capítulo 2 trata da descrição do modelo atmosférico RAMS e de suas parametrizações, utilizado no presente trabalho para a obtenção da solução numérica do sistema de equações 1.1 a 1.7. O capítulo 3 trata da parametrização das fontes

emissoras de gases e partículas emitidas durante a queima de biomassa, da parametrização de termos sumidouros associados a processos genéricos de remoção e transformação química, e da parametrização de transporte convectivo não resolvido na escala do modelo, presentes no lado direito da equação 1.5. Os capítulos 4 e 5 apresentam a aplicação da metodologia desenvolvida num estudo de caso. Por fim, o capítulo 6, ou conclusão, apresenta uma discussão deste trabalho e as perspectivas no sentido de uso de bases de dados mais recentes e da validação da metodologia desenvolvida.

## Capítulo 2

# Descrição do Modelo Atmosférico RAMS 3b

### 2.1 Introdução

O modelo atmosférico RAMS (Regional Atmospheric Modeling System) constitui um código numérico desenvolvido na Universidade do Estado do Colorado (EUA) para produzir simulações diagnósticas e prognósticas do estado atmosférico (Tripoli e Cotton, 1982) [83], (Mahrer e Pielke, 1977) [52]. O modelo foi construído a partir do conjunto completo de equações primitivas que governam o movimento da atmosfera, possuindo parametrizações de diversos processos físicos presentes nestas equações. O modelo foi desenvolvido dentro do formalismo de Diferenças Finitas, estando escrito, quase exclusivamente, na linguagem computacional FORTRAN 77. Fundamentalmente, trata-se de um modelo de área limitada, podendo ser configurado para simular sistemas atmosféricos de meso a larga escalas. O código é dividido em módulos funcionais, de modo que evolução temporal das quantidades físicas simuladas é obtida acumulando a contribuição individual de cada processo físico presente. A maioria dos parâmetros de entrada são definidos no arquivo RAMSIN.

A solução numérica do conjunto de equações 1.1 a 1.7 passa inicialmente por uma análise de escalas adequada para o sistema em estudo, a qual produz simplificações nestas equações (Dutton e Fichtl, 1969) [21]. O procedimento de discretização do contínuo espaço-tempo em uma grade de espaçamentos  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,

$\Delta z$  e  $\Delta t$  é realizado e qualquer variável dependente  $\phi(x, y, z, t)$  é decomposta em (procedimento de Reynolds)

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.1)$$

onde

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} \int_z^{z+\Delta z} \phi dz dy dx dt \quad (2.2)$$

com  $\bar{\phi}$  representando o valor médio de  $\phi$  dentro do intervalo de tempo  $\Delta t$  e dos intervalos espaciais  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  e  $\Delta z$  (chamados espaçamentos de grade).  $\phi'$  é o desvio da quantidade  $\phi$  de sua média, associado aos processos que não são resolvidos explicitamente (sub-grades). Várias propriedades são assumidas para o operador da Eq. 2.2. tais como

$$\begin{aligned} \overline{\bar{\phi}} &= \bar{\phi} \\ \overline{\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i}\right)} &= \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i}, \quad x_i = x, y, z, t \\ \overline{\phi'} &= 0 \\ \overline{\phi' \chi} &= 0 \\ \frac{\partial \overline{\phi'}}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

O procedimento de Reynolds é então aplicado ao conjunto de equações simplificadas, gerando um outro conjunto expresso em termos das médias e dos desvios das quantidades dependentes. No âmbito do modelo RAMS 3b isto é realizado na seguinte forma, seguindo resumidamente Tripoli e Cotton, (1982) [83].

Inicialmente, a variável resolvida  $\bar{\phi}$  é decomposta na forma

$$\bar{\phi} = \phi_0 + \phi_m \quad (2.4)$$

onde  $\phi_0$  é referido como valor do estado básico da atmosfera, obtido com uma média sobre  $\phi$  numa escala maior que a escala em estudo e  $\phi_m$  é o desvio associado à mesoescala. O estado básico é horizontalmente homogêneo e seco, obedecendo a lei de gás ideal, equilíbrio hidrostático e estando em balanço geostrófico. O estado médio possui as seguintes relações (com os símbolos tendo o significado usual):

- Temperatura potencial  $\theta$  e temperatura potencial de água líquida e gelo,  $\theta_{il}$

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_{il} \left[ 1 + \frac{L_{lv}\bar{r}_{liq} + L_{iv}\bar{r}_{ice}}{C_p \max(\bar{T}, 253)} \right] \quad (2.5)$$

- Equação de Poisson

$$\bar{T} = \bar{\theta} \left( \frac{\bar{p}}{p_\infty} \right)^{R/C_p} \quad (2.6)$$

- Lei de gas ideal

$$\bar{p} = \bar{\rho}_m (1 + 1.61\bar{r}_v) R \bar{T} \quad (2.7)$$

- Utilizando a notação tensorial, a equação de momento é dada por

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} = & \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} \right)_{adv} + \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} \right)_{turb} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}_m}{\partial x_i} - \\ & \left( \frac{\bar{\rho}_m}{\rho_0} + \bar{r}_T \right) g \delta_{i,3} + \epsilon_{ijk} f_k \bar{u}_j \end{aligned} \quad (2.8)$$

- A equação termodinâmica, em termos da temperatura potencial de água líquida e gelo,  $\theta_{il}$ .

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial t} = & \left( \frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial t} \right)_{adv} + \left( \frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial t} \right)_{turb} + \left( \frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial t} \right)_{con} + \\ & \left( \frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial t} \right)_{rad} + \left( \frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial t} \right)_{microf} \end{aligned} \quad (2.9)$$

- Equação de continuidade para o ar

$$\frac{\partial \bar{\rho}_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_0 \bar{u}_i) = 0 \quad (2.10)$$

- Equação de continuidade para a água total

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{r}_T}{\partial t} = & \left( \frac{\partial \bar{r}_T}{\partial t} \right)_{adv} + \left( \frac{\partial \bar{r}_T}{\partial t} \right)_{turb} + \left( \frac{\partial \bar{r}_T}{\partial t} \right)_{microf} + \\ & \left( \frac{\partial \bar{r}_T}{\partial t} \right)_{con} \end{aligned} \quad (2.11)$$

onde os símbolos *adv*, *turb*, *con*, *rad*, *microf* denotam contribuições devido à advecção na escala resolvida, transporte turbulento na camada limite planetária, transporte convectivo não resolvido, convergência de radiação e parametrização de microfísica, respectivamente.

Nas próximas seções há uma descrição das parametrizações usadas para estas contribuições.

## 2.2 Advecção na escala resolvida

A contribuição para a taxa de variação local de um escalar ( $\xi$ ) devida ao transporte advectivo na escala resolvida é dada por

$$\left(\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t}\right)_{adv} = -\bar{u}_i \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x_i} \quad (2.12)$$

onde  $\bar{\xi}$  é o valor médio do escalar  $\xi$ ,  $\bar{u}_i$  é o componente  $i$  da velocidade média do vento. Utilizando-se a convenção de notação na qual a presença de um índice repetido, indica a ocorrência de uma soma sobre este, no domínio [1, 3]. Esta expressão é reescrita na forma de fluxo para se ter conservação de massa e energia

$$\left(\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t}\right)_{adv} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_0 \bar{u}_i \bar{\xi}) + \frac{\bar{\xi}}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_0 \bar{u}_i) \quad (2.13)$$

com  $\rho_0$  a densidade do ar do estado básico.

No presente trabalho, utilizou o esquema numérico 'híbrido' o qual combina o uso do esquema 'leapfrog' para a advecção dos componentes do vento e o esquema 'forward-upstream' para os escalares. Estes esquemas são baseados no trabalho de Tremback et al. (1987) [80].

Reescrevendo a Eq. 3.16 na forma discretizada e somente para a componente  $x$ , por simplicidade, teremos

$$\left(-\bar{u} \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x}\right)_j \approx -\frac{1}{\rho_{0j} \Delta x} \left[ \left( (\rho_0 F)_{j+1/2} - (\rho_0 F)_{j-1/2} \right) - \bar{\xi}_j \left( (\rho_0 \bar{u})_{j+1/2} - (\rho_0 \bar{u})_{j-1/2} \right) \right] \quad (2.14)$$

com  $F = \bar{u} \bar{\xi}$  o fluxo do escalar  $\bar{\xi}$  na direção  $x$ , o índice  $j$  denota a posição do ponto de grade onde os valores estão sendo tomados, e  $\Delta x$  é o espaçamento de grade nesta direção. Para o esquema 'forward-upstream' é usada a aproximação de segunda ordem. Nesta aproximação, o fluxo  $F$  é dado por

$$F_{j+1/2} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \left[ \frac{\alpha}{2} (\bar{\xi}_j + \bar{\xi}_{j+1}) + \frac{\alpha^2}{2} (\bar{\xi}_j - \bar{\xi}_{j+1}) \right] \quad (2.15)$$

com  $\alpha = \bar{u}_{j+1/2} \Delta t / \Delta x$ , e  $\Delta t$  o passo de tempo do modelo.

Para a advecção de momento é utilizado o esquema 'leapfrog' de segunda ordem, no qual os fluxos são dados por

$$F_{j+1/2} = (\bar{u} X)_{j+1/2} \quad (2.16)$$

## 2.3 Parametrização da difusão turbulenta

O modelo RAMS 3b possui 4 formas distintas de parametrização da difusão turbulenta. A escolha da mais apropriada passa pela relação entre as escalas horizontal e vertical do modelo, dentre outros requisitos. Nesta seção será feita uma breve discussão da parametrização utilizada neste trabalho, denominada deformação anisotrópica, adequada para configurações em que a resolução horizontal é muito menor que a vertical.

A contribuição do transporte não resolvido pela escala do modelo, ou difusão turbulenta, às tendências das variáveis prognosticadas nesta escala, é dada pela convergência do fluxo turbulento:

$$\left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t}\right)_{turb} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_i} \quad (2.17)$$

e

$$\left(\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t}\right)_{turb} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 \overline{u'_i \xi'})}{\partial x_i} \quad (2.18)$$

onde  $\rho_0$  é a densidade do ar do estado básico,  $\overline{u'_i u'_j}$  é o fluxo turbulento transportando o momento  $u_j$  através do momento  $u_i$ ,  $\overline{u'_i \xi'}$  é o fluxo turbulento transportando o escalar  $\xi$  através do momento  $u_i$ , e  $i, j$  são índices que designam as três dimensões espaciais (1, 2, 3). Utilizando-se a convenção de notação.

Os fluxos turbulentos são parametrizados utilizando a teoria do fluxo-gradiente (teoria K). Teoria K constitui um fechamento de 1a. ordem, na qual os fluxos turbulentos são proporcionais aos gradientes locais da correspondente quantidade média transportada. Nesta parametrização, os fluxos turbulentos de momento, ou tensor de Reynolds, são expressos por

$$\overline{u'_i u'_j} = -K_{m,ij} \left(\overrightarrow{D}\right)_{ij} \quad (2.19)$$

onde  $K_{m,ij}$  é chamado coeficiente de difusividade turbulenta para o momento  $i$  na direção  $j$ .

A simetria física apresentada pelo tensor de Reynolds, a saber

$$\overline{u'_i u'_j} = \overline{u'_j u'_i}$$

impõe a igualdade

$$K_{m_{ij}} = K_{m_{ji}} \quad (2.20)$$

e a seguinte expressão para o termo o gradiente da quantidade média transportada

$$\left( \overleftrightarrow{D} \right)_{ij} = \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \quad (2.21)$$

o qual é denominado o componente  $i, j$  do tensor de deformação média.

Os fluxos turbulentos de escalares são expressos de forma análoga

$$\overline{u'_i \xi'} = -K_{\xi_i} \frac{\partial \overline{\xi}}{\partial x_i} \quad (2.22)$$

com  $K_{\xi_i}$  o coeficiente de difusividade turbulenta para o escalar  $\xi$  na direção  $i$ .

Seguindo a discussão apresentada na documentação do RAMS 3b (draft), se o espaçamento de grade horizontal é muito maior que o vertical, não há necessidade de manter a simetria dos tensores de Reynolds entre as direções vertical e horizontal. Por outro lado, razões puramente de estabilidade numérica, requerem valores para os coeficientes de difusividade na horizontal muito maiores que os verticais, nestas configurações de grade. Desta forma, esta parametrização aplica a Eqs. 3.33, 3.34 e 3.36 para as direções horizontais, isto é, para  $i, j = 1, 2$ . E impõe um único coeficiente de difusividade para o momento na horizontal, isto é,

$$K_{m_{ij}} = K_{mh} \quad (2.23)$$

Na direção vertical, o fluxo turbulento de momento é expresso na seguinte forma

$$\overline{u'_i u'_j} = -K_{mv} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (2.24)$$

com  $i$  e/ou  $j = 3$  e um único coeficiente de difusividade de momento na vertical  $K_{mv}$ .

Para os escalares, os coeficientes somente possuem distinção nas direções horizontal ( $K_{\xi_h}$ ) e vertical ( $K_{\xi_v}$ ), não importando o tipo de escalar sendo transportado, massa ou energia.

A parametrização deformação anisotrópica calcula os coeficientes de difusividade na horizontal baseado em Smagorinsky (1963) [78] o qual relaciona os coeficientes com a taxa de deformação do fluido. O coeficiente de difusividade de

momento na horizontal é dado por

$$K_{mh} = (cs_r \Delta x)^2 |D_h| \quad (2.25)$$

onde  $cs_r$  é um coeficiente de ajuste previamente calibrado,  $\Delta x$  é o espaçamento de grade na horizontal, o qual é assumido como sendo o comprimento de mistura (tamanho do maior turbilhão não resolvido). O termo  $|D_h|$  é a magnitude do tensor deformação na horizontal, dado por

$$|D_h| = \sqrt{2 \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2}$$

Na prática este coeficiente tem um valor mínimo imposto, expresso por

$$K_{mh_{min}} = 0.075 K_a (\Delta x)^{4/3}$$

onde  $K_a$  é definido pelo usuário, sendo da ordem de 1.

Coefficientes de difusividade na vertical, possuem correções para a influência da frequência de Brunt-Vaisala (Hill, 1974) [37] e do número de Richardson (Lilly, 1962) [47]. Lilly incluiu no cálculo do coeficiente de difusividade na vertical, uma dependência da estabilidade atmosférica através do número de Richardson gradiente, enquanto que Hill modificou a formulação de Smagorinsky para incluir a contribuição da convecção na produção de turbulência. Com base nestas formulações, o coeficiente de difusividade de momento na vertical é parametrizado por

$$K_{mv} = (cs_z \Delta z)^2 [|D_v| + H(N)] f(Ri) \quad (2.26)$$

onde  $cs_z$  é um coeficiente de ajuste, pré-calibrado,  $\Delta z$  é o espaçamento de grade na direção vertical, correspondente ao tamanho do maior turbilhão não resolvido.

O termo

$$|D_v| = \left[ \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.27)$$

é a magnitude do tensor deformação na vertical.  $H(N)$  é a contribuição da convecção na produção de turbulência, expresso em termos da frequência de Brunt-Vaisala

$$N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

e é dado por

$$H(N) = \sqrt{\max[0, -N^2]}, \quad (2.28)$$

intensificando a turbulência apenas em situação de estratificação instável.

O termo  $f(Ri)$  é expresso por

$$f(Ri) = \sqrt{\max\left[0, 1 - \frac{K_{hv}}{K_{mv}} Ri\right]} \quad (2.29)$$

Nesta última expressão,  $\frac{K_{hv}}{K_{mv}}$  é a razão entre o coeficiente de difusividade de calor e momento, especificada pelo usuário,  $Ri$  é o número de Richardson gradiente definido por

$$Ri = \frac{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}{|D_v|^2}. \quad (2.30)$$

Da Eq. 3.44, observa-se que  $f(Ri) = 0$ , para

$$Ri \geq \frac{1}{\frac{K_{hv}}{K_{mv}}}. \quad (2.31)$$

Os coeficientes de difusividade de escalares são calculados em função dos respectivos coeficientes de momento por meio das seguintes relações

$$K_{\xi h} = K_{mh} \quad (2.32)$$

$$K_{\xi v} = 3K_{mv}. \quad (2.33)$$

Da relação acima (Eq. 2.33) e da expressão para  $f(Ri)$  (Eq. 3.44) observa-se que a parametrização aciona a difusão turbulenta na vertical apenas nos pontos de grade em que  $Ri < 1/3$ . Esta limitação será discutida no capítulo 4.

## 2.4 Parametrização de cumulus

Os transportes de calor, umidade e momento associados à convecção úmida, não podem ser resolvidos explicitamente em modelos atmosféricos de grande escala. No entanto, é bem conhecido que a convecção úmida, principalmente a profunda, pode ter um efeito importante na dinâmica e energética de movimentos de escalas maiores. O problema de contabilizar a contribuição devida à

convecção úmida às variáveis na escala resolvida pelo modelo, é conhecido como parametrização de cumulus.

A parametrização de cumulus no RAMS 3b segue a linha desenvolvida inicialmente por Kuo (1965) [45], baseada na observação da existência de uma forte correlação entre a precipitação convectiva e a convergência total de larga escala de vapor d' água em uma coluna atmosférica, e está descrita em Molinari e Corsetti (1985) [63] e Tremback (1990) [82]. O esquema é baseado na hipótese do equilíbrio, na qual convecção ocorre para consumir a instabilidade convectiva fornecida pela larga escala, transportando calor e umidade.

As contribuições às tendências locais de temperatura potencial de água líquida e razão de mistura total de água devidas à convecção úmida são dadas por

$$\left(\frac{\partial \bar{\theta}_{il}}{\partial t}\right)_{con} = \frac{L(1-b)I}{\rho_0 \pi} \frac{Q_1}{\int_{z_c}^{z_{cl}} Q_1 dz} \quad (2.34)$$

e

$$\left(\frac{\partial \bar{r}_T}{\partial t}\right)_{con} = \frac{bI}{\rho_0} \frac{Q_2}{\int_{z_c}^{z_{cl}} Q_2 dz} \quad (2.35)$$

Nestas equações,  $L$  é o calor latente de condensação e  $\pi$  é a função de Exner.  $I$  é a taxa com que a larga escala fornece umidade, sendo expressa como o fluxo através do nível de condensação por levantamento (LCL), na seguinte forma

$$I = (\rho_0 \bar{r}_v \bar{w})_{LCL} \quad (2.36)$$

com  $\rho_0$  a densidade do ar do estado básico,  $\bar{r}_v$  razão de mistura de vapor e  $\bar{w}$  a velocidade vertical na escala resolvida, todos tomados no LCL.  $b$  é um parâmetro introduzido por Kuo, que define a partição do suprimento de umidade  $I$ . A fração  $b$  umidecerá a atmosfera e a restante,  $(1-b)$ , será condensada e precipitará, aquecendo a atmosfera.  $b$  é estimado empiricamente de acordo com Fritsch e Chappel (1980) [29] em função do cisalhamento vertical do vento horizontal, entre os níveis de livre convecção e o topo da nuvem.  $Q_1$  e  $Q_2$  são os perfis verticais de aquecimento e umedecimento da atmosfera devido a convecção, respectivamente.

O acionamento da parametrização é realizado ou não em função das condições atmosféricas do ambiente (modelo) e dos perfis convectivos. Primeiro, verifica-se a existência de instabilidade condicional utilizando o perfil da energia estática úmida e a existência de um movimento vertical positivo acima de um valor crítico. Através de uma interpolação para uma grade de melhor resolução (grade

convectiva), obtém-se uma sondagem do ambiente. O nível de condensação por levantamento, para o nível fonte de ar para convecção, é determinado. O suprimento de umidade pela larga escala,  $I$ , é calculado no  $LCL$ . Um modelo de nuvem com correntes ascendentes e descendentes é usado. A corrente ascendente possui temperatura potencial equivalente constante (não há entranhamento) e é saturado com respeito à água, sem fase sólida e com o topo (CT) um nível acima do nível de perda de empuxo (ETL). A profundidade da nuvem precisa ser, de no mínimo, 3 km, com topo estando acima de 500 mb. A corrente descendente começa no nível de temperatura potencial equivalente mínima e, na base da nuvem está 2 K mais frio que o ambiente e 5 K mais frio na superfície. Com estes dois perfis, um perfil convectivo,  $\theta_{con}$ , é calculado através de uma média ponderada entre as temperaturas potenciais equivalentes das correntes ascendentes e descendentes. O perfil de aquecimento,  $Q_1$ , é, então, obtido na seguinte forma

$$Q_1 = \theta_{con} - \theta_{env} \quad (2.37)$$

com  $\theta_{env}$  a temperatura potencial do ambiente (do modelo interpolada para a grade convectiva).

O perfil de umidificação,  $Q_2$ , é obtido desconsiderando as correntes descendentes e assumindo que o umidificação só ocorre na região da bigorna. O nível de desentranhamento ( $z_{det}$ ) ocorre em alturas acima de 2/3 do topo da nuvem ( $z_{ct}$ ). Nesta região é suposto um perfil de umidificação constante e igual a 1. Abaixo do nível do LCL ( $z_{lcl}$ ) a atmosfera é secada com um perfil convectivo proporcional à razão de mistura de vapor do ambiente,  $r_{v_{env}}$ . Desta forma, tem-se

$$Q_2 = \left\{ \begin{array}{l} 1, \text{ para } z_{det} \leq z \leq z_{ct} \\ 0, \text{ para } z_{lcl} \leq z < z_{det} \\ \frac{-r_{v_{env}}}{b}, \text{ para } z_g \leq z < z_{lcl} \end{array} \right\} \quad (2.38)$$

Por meio da Eq. 2.38, o termo de tendência local da razão de mistura total de água devido à convecção (Eq. 2.35) é dado por

$$\left( \frac{\partial \bar{r}_T}{\partial t} \right)_{con} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{bI}{\rho_0(z_{ct} - z_{det})}, \quad z_{det} \leq z \leq z_{ct} \\ 0, \quad z_{lcl} \leq z < z_{det} \\ \frac{I}{\rho_0} \frac{r_{v_{env}}}{\int_{z_g}^{z_{lcl}} r_{v_{env}} dz}, \quad z_g \leq z < z_{lcl} \end{array} \right\} \quad (2.39)$$

A taxa de precipitação convectiva é dada por

$$\text{conpcp} = (1 - b)I \quad (2.40)$$

a qual entra como condição de contorno para o fluxo de água na superfície do solo (Eq. 2.45)

## 2.5 Parametrização de superfície

Nesta seção é feita uma breve discussão de como os fluxos turbulentos de momento, calor sensível e latente trocados entre a atmosfera e a superfície, são obtidos no âmbito do modelo RAMS 3b.

### 2.5.1 Parametrização da camada superficial

As escalas da camada superficial,  $u_*$ , a velocidade de atrito,  $\theta_*$ , escala de temperatura e  $r_*$ , a escala de umidade, são obtidas da teoria de similaridade para a camada superficial descrita em Louis, 1979 [51]. Este esquema aproxima as funções de Businger et al. (1971) [11] com expressões analíticas. O esquema é usado para determinar os fluxos turbulentos entre a superfície e atmosfera.

As expressões para as escalas da camada superficial podem ser escritas como:

$$u_*^2 = a^2 \bar{U}^2 F_m \left( \frac{z}{z_0}, Ri_B \right), \quad (2.41)$$

$$\theta_* = \frac{a^2 \bar{U} \Delta \theta}{u_*} F_h \left( \frac{z}{z_0}, Ri_B \right), \quad (2.42)$$

$$r_* = \frac{a^2 \bar{U} \Delta r}{u_*} F_h \left( \frac{z}{z_0}, Ri_B \right), \quad (2.43)$$

onde:

$$\begin{aligned} a^2 &= \frac{k^2}{\left( \ln \frac{z}{z_0} \right)^2}, \\ \Delta \theta &= \bar{\theta}(z) - \bar{\theta}_S, \\ \Delta r &= \bar{r}(z) - \bar{r}_S, \\ \bar{U} &= \sqrt{u(z)^2 + v(z)^2} \end{aligned}$$

com  $k$  a constante de von Karmann ( $= 0.35$ ),  $z$  a altura acima da superfície do level mais baixo do modelo e  $z_0$  o parâmetro de rugosidade. As expressões analíticas para  $F_h$  e  $F_m$  são dadas por:

a) Caso estável:

$$F_m = \frac{1}{1 + \frac{2bRi_B}{\sqrt{1+dRi_B}}}$$

$$F_h = \frac{1}{1 + 3bRi_B\sqrt{1+dRi_B}}$$

b) Caso instável:

$$F_m = 1 - \frac{2bRi_B}{1 + 2c_m b a^2 \sqrt{\frac{z}{z_0} |Ri_B|}}$$

$$F_h = 1 - \frac{3bRi_B}{1 + 3c_h b a^2 \sqrt{\frac{z}{z_0} |Ri_B|}}$$

onde  $b = 5.$ ,  $d = 5.$ ,  $c_m = 7.5$  e  $c_s = 5.$ , e  $Ri_B$  é o número 'bulk' de Richardson dado por

$$Ri_B = \frac{gz\Delta\theta}{\frac{1}{2}(\bar{\theta}(z) + \bar{\theta}_s)\bar{U}^2}$$

## 2.5.2 Parametrizações de superfícies água, solo e vegetação

Cada célula da grade do modelo é dividida em 3 classes de superfície:

- água
- solo nú
- vegetação sobre solo sombreado

Para cada uma destas classes, a parametrização precisa fornecer valores de temperatura e umidade da superfície para que a parametrização da camada superficial descrita na seção anterior, possa fornecer os fluxos turbulentos de momento, calor e umidade trocados entre a atmosfera e superfície. Os fluxos efetivos

são obtidos através de uma média dos fluxos individuais ponderada pela área que cada classe ocupa na célula.

### Superfície de água

A temperatura da água é mantida constante no tempo, podendo ser inicializada via parâmetro (constante) do RAMSIN ou interpolada a partir de dados de temperatura da superfície do mar, para inicialização horizontal heterogênea. A umidade na superfície é a razão de mistura de saturação definida na pressão e temperatura da água em superfície. A fração de água ocupando uma dada célula do modelo é dada por  $1 - pctland$ , onde  $pctland$  é o percentual de terra (domínio entre 0 e 1) inicializado via RAMSIN ou interpolado de uma base de dados do modelo.

### Superfície solo nú

Os fluxos de calor e umidade dentro do solo são obtidos com base em McCumber e Pielke, (1981) [58] e Tremback e Kessler, (1985) [81]. Um modelo de multi-camadas é resolvido prognosticando temperaturas e umidades.

**Fluxo de umidade entre camadas de solo** A equação prognóstica para o conteúdo de umidade do solo ( $\eta$ ,  $mm^3(\text{água})/mm^3(\text{solo})$ ) é dada por

$$\rho_w \frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial w_s}{\partial z}$$

onde  $\rho_w$  é a densidade da água líquida ( $kg/m^3$ ) e  $w_s$  é o fluxo de umidade dentro do solo ( $kg/m^2s$ ) definido por

$$w_s = \rho_w K_\eta \frac{\partial(z + \psi)}{\partial z}$$

com  $K_\eta$  a condutividade hidráulica (m/s),  $\psi$  o potencial hidráulico (m) e  $z$  a profundidade da camada (m). O fluxo de umidade é reescrito na seguinte forma em termos da difusividade hidráulica ( $D_\eta = K_\eta \frac{\partial \psi}{\partial \eta}$ ):

$$w_s = \rho_w K_\eta + \rho_w D_\eta \frac{\partial \eta}{\partial z}$$

De modo que o prognóstico para o conteúdo de umidade possa ser dado por

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (K_\eta + D_\eta \frac{\partial \eta}{\partial z}) \quad (2.44)$$

A difusividade hidráulica, a condutividade hidráulica e o potencial hidráulico são parametrizados por:

$$D_\eta = \frac{-bK_f\psi_f}{\eta} \left[ \frac{\eta}{\eta_f} \right]^{b+3}$$

$$K_\eta = K_f \left[ \frac{\eta}{\eta_f} \right]^{2b+3}$$

$$\psi = \psi_f \left[ \frac{\eta_f}{\eta} \right]^b$$

onde os valores  $K_f$ ,  $\psi_f$  e  $\eta_f$  correspondem ao solo saturado. A constante  $b$  depende do tipo do solo. Todos estes valores são inicializados por meio de uma tabela contida no código do modelo.

Duas condições de contorno são impostas para a solução da Eq. 3.10. Na superfície o fluxo de umidade é dado por

$$w_s|_{z=0} = \frac{\text{taxa de precipitação}}{\rho_w} - \frac{\text{evaporação}}{\rho_w} \quad (2.45)$$

a qual impõe a seguinte equação para o prognóstico do conteúdo de umidade na camada superior do solo:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \Big|_{z=0} = \frac{(w_s|_{z=0}) - (K_\eta + D_\eta \frac{\partial \eta}{\partial z}) \Big|_{z=0}}{\Delta z_g} \quad (2.46)$$

com  $\Delta z_g$  a espessura da camada superior. Na camada mais profunda, o conteúdo de umidade é mantido constante no tempo:  $\eta(t) = \eta(t_0)$ .

**Fluxo de calor entre camadas de solo** A equação prognóstica para a temperatura potencial do solo ( $\theta_g$ ) é dada por

$$C_s \frac{\partial \theta_g}{\partial t} = \frac{\partial H_s}{\partial z} \quad (2.47)$$

onde  $H_s$  é o fluxo vertical de calor do solo dado por

$$H_s = \lambda \frac{\partial \theta_g}{\partial z}$$

sendo  $\lambda$  a condutividade térmica do solo ( $\text{Jm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}$ ). A capacidade térmica  $C_s$  é dada por

$$C_s = (1 - \eta_s)C_d + \eta C_w$$

onde  $C_d$  e  $C_w$  são as capacidades térmicas do solo seco e da água, e  $\eta_s$  o conteúdo de umidade de saturação. Duas condições de contorno são impostas para a solução da Eq. 2.47: na camada superior do solo

$$C_s \Delta z_g \frac{\partial \theta_g}{\partial t} = (1 - \alpha_g)R_S^i + R_L^i - \sigma \varepsilon_g T_g^4 - H - LE - \lambda \frac{\partial \theta_g}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2.48)$$

onde:  $\alpha_g$  é o albedo do solo,  $R_S^i$  é a radiação solar à superfície,  $R_L^i$  a radiação de onda longa absorvida pela superfície,  $\sigma \varepsilon_g T_g^4$  a radiação de onda longa emitida pela superfície ( $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzman e  $\varepsilon_g$  a emissividade do solo),  $H$  e  $LE$  os fluxos de calor sensível e latente para a atmosfera e  $\lambda \frac{\partial \theta_g}{\partial z} \Big|_{z=0}$  é o fluxo de calor sensível para a camada logo abaixo. Na camada mais inferior, a temperatura do solo é mantida constante  $\theta_g(t) = \theta_g(t_0)$ .

Com o prognóstico do conteúdo de umidade e temperatura na superfície, a razão de mistura de vapor d' água na superfície é calculada a partir de

$$r_g = e^{\left[ \frac{g v_g}{R_v T_g} \right]} r_s(T_g, p_g)$$

onde  $g$  é a aceleração da gravidade,  $R_v$  é a constante de gás para vapor d' água, e  $r_s$  é a razão de mistura de saturação na temperatura  $T_g$  e pressão  $p_g$ . O cálculo da razão de mistura efetiva para a parametrização da camada superficial é realizado por meio de um fator  $\beta$ , limitante da evaporação, dado por

$$\beta = 0.25 \left( 1 - \cos \left( \min \left[ 1, \frac{\eta|_{z=0}}{\eta_{fc}} \right] \pi \right) \right)^2$$

onde  $\eta_{fc}$  é o conteúdo de umidade da capacidade de campo. Esta expressão impõe  $\beta = 1$  para  $\eta|_{z=0} > \eta_{fc}$  e  $0 \leq \beta \leq 1$  para  $\eta|_{z=0} \leq \eta_{fc}$ . Em termos deste parâmetro, a razão de mistura efetiva para parametrização da camada superficial (Eq. 2.43) é dada por

$$r_{v,g} = \beta r_g + (1 - \beta) r_a \quad (2.49)$$

onde  $r_a$  é a razão de mistura de vapor no ar (primeiro nível do modelo, k=2).

## Vegetação com solo sombreado

**Fluxo de calor e de umidade no solo sombreado** O prognóstico para a temperatura do solo sombreado ( $\theta_{sg}$ ) na camada superior é dado pela seguinte equação:

$$C_s \Delta z_g \frac{\partial \theta_{sg}}{\partial t} = \tau_{veg}(1 - \alpha_g) R_{sg}^{\downarrow} - \sigma \varepsilon_{veg} \varepsilon_g T_{sg}^4 + \sigma \varepsilon_{veg} \varepsilon_g T_{veg}^4 - H - LE - \lambda \frac{\partial \theta_{sg}}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (2.50)$$

onde  $\tau_{veg}$  e  $\varepsilon_{veg}$  são a transmitância e emissividade da vegetação, respectivamente,  $\tau_{veg}(1 - \alpha_g) R_{sg}^{\downarrow}$  é a radiação de onda curta absorvida,  $\sigma \varepsilon_{veg} \varepsilon_g T_{sg}^4$  é a radiação de onda longa emitida,  $\sigma \varepsilon_{veg} \varepsilon_g T_{veg}^4$  é a radiação de onda longa emitida pela vegetação e absorvida pelo solo sombreado.  $H$  e  $LE$  são os fluxos de calor sensível e latente para a atmosfera e  $\lambda \frac{\partial \theta_{sg}}{\partial z} \Big|_{z=0}$  é o fluxo de calor sensível para a camada logo abaixo. Toda a radiação de onda longa emitida para baixo pela atmosfera é absorvida pela vegetação. Para as camadas mais profundas, o mesmo tratamento dado ao solo nú é utilizado.

O fluxo de umidade no solo sombreado segue o mesmo tratamento dado ao solo nú, assumindo que água da precipitação interceptada pela vegetação, acaba caindo ao solo. Havendo, porém, além da evaporação direta na superfície do solo, remoção de água pela transpiração da vegetação, na região de raízes. A remoção de água numa dada camada do solo de espessura  $\Delta z$ , é dada por

$$\Delta \eta_{raízes} = -transp \frac{rootzone}{\Delta z} \quad (2.51)$$

onde

$$transp = -LE_{veg} \frac{\Delta t}{\rho_w} \quad (2.52)$$

é a quantidade total de água extraída dos níveis abaixo da superfície (excluindo esta camada), com  $\Delta t$  o 'timestep' do modelo (em segundos). O parâmetro *rootzone* é o perfil vertical de raízes da vegetação, definindo suas profundidades e densidades. Este depende da camada, sendo 0 para a camada da superfície e, para as camadas abaixo, varia entre 0 e 1, sendo, porém, normalizado verticalmente a 1. A Fig. 2.1 se refere ao parâmetro *rootzone* atribuído pela parametrização para a vegetação tipo floresta. Esta distribuição de raízes será discutida e alterada no capítulo 4.

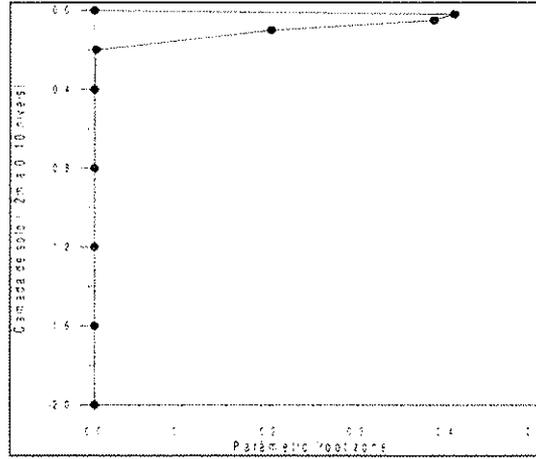


Figura 2.1: Perfil de raízes para floresta atribuído pelo modelo RAMS 3b. Este caso se refere a uma configuração de 10 níveis de solo e uma profundidade de 2 metros. Por este perfil, a floresta só consegue extrair água do solo nos primeiros 10 cm.

**Prognóstico para a temperatura e umidade na camada de vegetação** O modelo de interação vegetação-atmosfera é baseado em Avissar e Pielke (1989) [9]. O RAMS 3b usa a aproximação 'big leaf' onde existe uma camada de vegetação sobre um solo sombreado. O prognóstico da temperatura da vegetação ( $\theta_{veg}$ ) é dada pela seguinte equação

$$C_{veg} \Delta z_{veg} \frac{\partial \theta_{veg}}{\partial t} = (1 - \tau_{veg} - \alpha_{veg}) R_S^i + \varepsilon_{veg} R_L^i - 2\sigma \varepsilon_{veg} \varepsilon_g T_{veg}^4 + \sigma \varepsilon_{veg} \varepsilon_g T_{sg}^4 - H - LE \quad (2.53)$$

onde  $(1 - \tau_{veg} - \alpha_{veg}) R_S^i$  é a absorção de radiação em onda curta,  $\varepsilon_{veg} R_L^i$  a absorção de onda longa para baixo emitida pela atmosfera,  $2\sigma \varepsilon_{veg} \varepsilon_g T_{veg}^4$  é a onda longa emitida para cima e para baixo pela vegetação,  $\sigma \varepsilon_{veg} \varepsilon_g T_{sg}^4$  é a onda longa absorvida que é emitida pelo solo sombreado. Os fluxos  $H$  e  $LE$  são dados por

$$LE = -I_{af} \rho_{ar} c_p u_* r_* \quad (2.54)$$

$$H = -2I_{af} \rho_{ar} c_p u_* \theta_* \quad (2.55)$$

onde  $I_{af}$  é o índice de área foliar,  $\rho_{ar}$  é a densidade do ar,  $c_p$  é o calor específico do ar. Com os valores de  $u_*$ ,  $\theta_*$  e  $r_*$  tomados no passo de tempo anterior. O cálculo de  $LE$  leva em conta apenas o lado da folha exposta à radiação solar.

A transpiração de água do solo sombreado é controlada pela atividade estomática da vegetação. Isto é realizado por meio de uma razão de mistura efetiva da vegetação definida por

$$r_{veg} = d_{s,r} r_{veg_s} + (1 - d_{s,r}) r_a \quad (2.56)$$

onde  $r_{veg_s}$  é a razão de mistura de saturação na temperatura da vegetação ( $T_{veg}$ ) e pressão do ar em superfície,  $r_a$  é a razão de mistura de vapor no ar (primeiro nível do modelo,  $k=2$ ), e  $d_{s,r}$  é a condutância estomática relativa. Este parâmetro é dado por

$$d_{s,r} = \frac{d_{sm} + (d_{sM} - d_{sm}) f_R f_T f_C f_V f_\psi}{d_{sM}} \quad (2.57)$$

Nesta expressão,  $d_{sm}$  é a condutância estomática mínima (associada a evaporação nas cutículas da folha quando os estômatos estão fechados, definida como 2% do valor máximo,  $d_{sM}$ )  $d_{sM}$  é a condutância estomática máxima (obtida quando os estômatos estão completamente abertos). Os parâmetros  $f_i$  são os fatores que controlam a abertura estômatos:

- $R$  - disponibilidade de radiação solar
- $T$  - temperatura da folha
- $V$  - diferença de pressão de vapor entre a folha e o ar ambiente
- $C$  - concentração de dióxido de carbono
- $\psi$  - potencial hidráulico do solo na região de raízes da vegetação.

Estes fatores são parametrizados na seguinte forma

$$f_i = \frac{1}{1 + e^{\{-S_i(X_i - X_{b,i})\}}} \quad (2.58)$$

onde  $X_i$  é a intensidade do fator  $i$ .  $S_i$  e  $X_{b,i}$ , juntamente com  $d_{sm}$  e  $d_{sM}$ , são parâmetros determinados empiricamente e inicializados no modelo. A Fig. 2.2 mostra o controle da atividade estomática pela temperatura da vegetação, indicando o domínio de temperaturas (  $2^\circ C$  a  $47^\circ C$ , aproximadamente ) no qual a

transpiração é permitida. No âmbito do modelo, estes fatores são expressos na seguinte forma

$$f_i = \frac{1}{1 + e^{\{\min[20., -S_i(X_i - X_{b_i})]\}}}$$

de modo que o domínio dos  $f_i$  se torna efetivamente  $[0, 1]$ , sendo 0 para estômatos completamente fechados e 1 para completamente abertos.

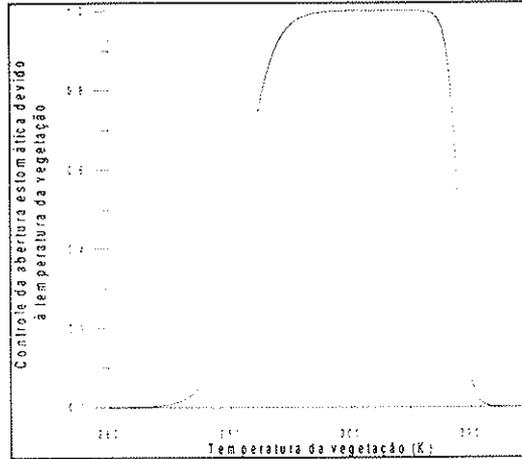


Figura 2.2: Controle da abertura dos estômatos pela temperatura da vegetação.

Através da Eq. 2.56, o gradiente de umidade entre os estômatos e o ar sobre o dossel, que aparece na Eq. 2.43 se torna dado por

$$\Delta r = r_a - r_{veg} = d_{sr}(r_a - r_{vegS}) \quad (2.59)$$

de onde se pode ver com clareza, o controle direto da condutância estomática sobre a transpiração de vapor para a atmosfera.

### 2.5.3 Fluxos turbulentos de momento, calor e umidade

Uma vez que valores de  $u_*$ ,  $\theta_*$  e  $r_*$  são calculados pela teoria de similaridade para a camada superficial, descrita anteriormente, os fluxos turbulentos de momento, calor e umidade são, então, derivados usando as equações algébricas da camada superficial descritas em Manton e Cotton (1977) [55].

a) Fluxos turbulentos de momento:

$$\overline{u'w'} = -\frac{\bar{u}}{\bar{U}} u_*^2, \quad (2.60)$$

$$\overline{v'w'} = -\frac{\bar{v}}{\bar{U}} u_*^2, \quad (2.61)$$

$$\overline{w'w'} = \left(0.27q_0^2 - 1.18\frac{\eta}{\psi}\right) u_*^2, \quad (2.62)$$

onde

$$q_0^2 = 6.25 \frac{1-\eta}{\psi},$$

$$\psi^2 = \frac{(1-3.21\eta)(1-2.18\eta)}{(1-2.86)},$$

$$\eta = \frac{\xi}{\Phi_m(\xi)},$$

$$\Phi_m(\xi) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 + 4.7\xi, & \text{se } \xi \geq 0 \quad (\text{estável}) \\ (1 - 15\xi)^{-1/4}, & \text{se } -0.5 < \xi < 0 \quad (\text{instável}) \\ 0.47(-\xi)^{-1/3}, & \text{se } \xi \leq -0.5 \quad (\text{instável}) \end{array} \right\}$$

$$\xi = \frac{z}{L},$$

$$L = \frac{\bar{\theta} u_*^2}{gk\theta_*}, \text{ o comprimento de Monin-Obukhov.}$$

b) Fluxos turbulentos de calor e umidade:

$$\overline{\theta'w'} = -\theta_* u_*, \quad (2.63)$$

$$\overline{r'w'} = -r_* u_*. \quad (2.64)$$

## 2.5.4 Cálculo dos fluxos efetivos para a atmosfera

A partir dos fluxos turbulentos calculados para cada um dos tipos de superfície que compõe a superfície de uma da célula do modelo, os fluxos efetivos trocados entre a superfície como um todo e a atmosfera são obtidos. Isto é feito compondo os fluxos individuais pela média sobre todos tipos de superfície, ponderada pela fração com que cada um ocupa a área da célula:

a) Fluxo turbulento de umidade:

$$\overline{r'w'} = (1 - f_l) (\overline{r'w'})_w + f_l \left[ (1 - f_{veg}) (\overline{r'w'})_g + f_{veg} \left( (\overline{r'w'})_{sg} + I_{af} (\overline{r'w'})_{veg} \right) \right] \quad (2.65)$$

b) Fluxo turbulento de calor:

$$\overline{\theta'w'} = (1-f_l) \left( \overline{\theta'w'} \right)_w + f_l \left[ (1-f_{veg}) \left( \overline{\theta'w'} \right)_g + f_{veg} \left( \left( \overline{\theta'w'} \right)_{sg} + 2I_{af} \left( \overline{\theta'w'} \right)_{veg} \right) \right] \quad (2.66)$$

c) Fluxo turbulento de momento:

$$\overline{X'w'} = (1-f_l) \left( \overline{X'w'} \right)_w + f_l \left[ (1-f_{veg}) \left( \overline{X'w'} \right)_g + f_{veg} \left( \left( \overline{X'w'} \right)_{sg} + \left( \overline{X'w'} \right)_{veg} \right) \right] \quad (2.67)$$

onde os índices  $w, g, sg, veg$  designam as superfícies de água, solo nú, solo sombreado e vegetação.  $f_l$  é o percentual de terra (*pctland*),  $f_{veg}$  é a fração com que a vegetação ocupa a parte de solo da célula.  $X$  designa qualquer um dos componentes da velocidade do vento  $u, v$  e  $w$ .

Uma vez calculados os fluxos turbulentos para a atmosfera, eles se tornam condição de contorno para o esquema de difusão na camada limite. Por exemplo, na rotina de turbulência, a temperatura potencial do nível mais baixo do modelo ( $k=2$ ) sofre o seguinte aquecimento:

$$\Delta \bar{\theta}|_{k=2} = \overline{\theta'w'} \frac{\Delta t}{\Delta z}$$

onde  $\Delta t$  é o passo de tempo do modelo e  $\Delta z$  a espessura vertical do primeiro nível. Para a razão de mistura de vapor, temos o seguinte umedecimento:

$$\Delta \bar{r}_v|_{k=2} = \overline{r'w'} \frac{\Delta t}{\Delta z}$$

## 2.6 Esquemas de Radiação

O RAMS 3b possui duas opções de esquemas de radiação de onda curta e longa. O mais simples e com menor custo computacional é atribuído a Mahrer e Pielke, (1977) [52], neste esquema a interação da radiação com campos de água líquida não é tratada. O outro esquema, que leva em conta esta interação, é devido a Chen e Cotton, (1983) [16]. No presente trabalho este último esquema é escolhido.

## 2.7 Opções gerais

### 2.7.1 Sistema de coordenadas

O presente trabalho usa a opção do sistema de coordenadas polar-estereográficas na horizontal  $(x, y)$  e sigma-z  $(\sigma_z)$  na vertical. As equações de transformação de coordenadas geográficas de latitude  $\varphi$ , longitude  $\lambda$  e altura cartesiana  $z$  para as coordenadas  $(x, y, \sigma_z)$  são dadas por

$$\begin{aligned} x &= 2R \frac{\cos \varphi \sin(\lambda - \lambda_0)}{1 + \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos(\lambda - \lambda_0)} \\ y &= 2R \frac{\cos \varphi \sin \varphi - \sin \varphi_0 \cos \varphi \cos \varphi \sin(\lambda - \lambda_0)}{1 + \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos(\lambda - \lambda_0)} \\ \sigma_z &= H \left( \frac{z - z_{top}}{H - z_{top}} \right) \end{aligned} \quad (2.68)$$

onde  $R$  é o raio da Terra,  $(\varphi_0, \lambda_0)$  são as coordenadas geográficas do pólo de projeção do plano polar-estereográfico,  $z_{top}$  é a altura cartesiana da topografia em relação ao nível médio do mar e  $H$  é a altura do topo do modelo. O fator de transformação (métrica) horizontal é dado por

$$F_{mapp-hh} = \frac{2}{1 + \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos(\lambda - \lambda_0)}, \quad (2.69)$$

enquanto que na vertical é dado por

$$F_{mapp-zz} = \left[ 1 - \frac{z_{top}}{H} \right]^{-1}. \quad (2.70)$$

### 2.7.2 Assimilação de dados observacionais

O modelo requer condição inicial e de contorno para a solução do sistema de equações 2.11 a 2.5. Neste trabalho, utilizou-se o conjunto de dados de ar superior (análises) do NCEP (National Center for Environmental Prediction - EUA). Primeiramente, estes dados são tratados pelo 'pacote' ISAN (ISentropic ANalysis package) do RAMS. Nesta fase, dados de componentes horizontais do vento, temperatura e umidade relativa, em níveis de pressão, das análises são acessados e interpolados para níveis isentrópicos e de sigma\_z. Com uma análise objetiva de Barnes, (1973) [10], destes dois conjuntos de dados emerge um conjunto interpolado para a grade do modelo atmosférico, que fornecerá a condição inicial

e de contorno para a integração numérica. A assimilação deste conjunto pelo modelo, utiliza o procedimento de relaxação Newtoniana (Hoke e Anthes, 1976) [39]. Neste procedimento, os componentes horizontais do vento, a temperatura potencial, a razão de mistura total e a função de Exner são forçados ('nudged') em direção aos correspondentes valores observados contidos nas análises. Isto é realizado adicionando às tendências locais destas quantidades, uma tendência artificial na seguinte forma

$$\left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t}\right)_{nud} = \varpi(k, i, j) \frac{(\phi_0 - \bar{\phi})}{\tau} \quad (2.71)$$

onde  $\bar{\phi}$  é o valor atual da variável calculada pelo modelo,  $\phi_0$  é o valor desta variável na análise,  $\tau$  é a escala de tempo do 'nudging', que define a sua intensidade, e  $\varpi(k, i, j)$  é um termo 3D, determinando as regiões do domínio que este procedimento se realizará. Em um dado tempo  $t$  do modelo, o valor da variável 'observada'  $\phi_0(t)$  é obtido através de uma interpolação linear no tempo entre os valores de  $\phi_0$  em duas análises consecutivas. As escalas de tempo são divididas em três, no centro (tnudcent), numa banda lateral (tnudlat) e numa banda no topo do modelo (tnudtop). Com estes dados, definidos pelo usuário, o modelo constrói o termo  $\varpi(k, i, j)/\tau$  da Eq. 2.71.

### 2.7.3 Microfísica nível 2

Esta opção de microfísica se refere ao ajuste da condensação de grande escala. Neste ajuste,  $\bar{\theta}$ ,  $\bar{r}_v$  e  $\bar{r}_{liq}$  são calculados utilizando um procedimento iterativo. Inicialmente, a pressão, temperatura e razões de mistura de vapor e total são obtidas. A razão de mistura de vapor de saturação é comparada com a razão de mistura total, e o excesso é condensado, liberando calor latente. Uma nova temperatura é calculada e o procedimento se repete até atingir uma convergência para  $\bar{\theta}$  e  $\bar{r}_{liq}$ . Após isto é, a razão de mistura de vapor é diagnosticado através da expressão

$$\bar{r}_v = \bar{r}_T - \bar{r}_{liq}.$$

## 2.8 Equação de transporte para gases

O modelo vem preparado para transportar gases inertes, aplicando transporte advectivo na escala da grade e transporte turbulento (não resolvido) dentro da camada limite planetária.

Através do parâmetro NADDSC do RAMSIN, o qual designa o número de espécies de gases a serem transportados, o modelo aloca memória para a razão de mistura e para o termo de tendência local de cada espécie. Estas variáveis são acessadas através dos índices de memória ISCLP( $\eta$ ) para a razão de mistura e ISCLT( $\eta$ ) para o termo de tendência local da espécie  $\eta$ . Ao usuário é deixada a especificação das fontes emissoras. Uma vez feito isto, o modelo resolve a seguinte equação de transporte para a espécie química  $\eta$

$$\frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} = \left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{adv} + \left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{turb} + \bar{Q}_{[\eta]} \quad (2.72)$$

onde

- $\left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{adv}$  é o termo associado à advecção na escala da grade, dado pela Eq. 2.13.
- $\left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{turb}$  é o termo associado ao transporte turbulento na camada limite planetária, dado pelas Eqs. 2.18 e 2.22.
- $\bar{Q}_{[\eta]}$  é o termo fonte inserido pelo usuário, com unidades  $\frac{kg[\eta]}{kg[ar]s}$ , uma vez que a concentração é calculada como razão de mistura do gás para o ar.

O procedimento para a inserção do termo fonte,  $\bar{Q}_{[\eta]}$ , no modelo é discutido no capítulo 3.

# Capítulo 3

## Metodologia Desenvolvida

Neste capítulo descreveremos a metodologia desenvolvida para a simulação numérica do transporte de emissões de queimadas no Brasil Central e Amazônia.

### 3.1 Queimadas nas regiões de cerrado e floresta tropical da América do Sul.

Nesta seção será apresentada uma discussão sobre os principais elementos associados ao evento de queima de biomassa, necessários para o desenvolvimento deste trabalho.

#### 3.1.1 Descrição sucinta de uma queimada

Uma descrição precisa dos diversos estágios por que passa uma queima de biomassa pode ser encontrada em Lobert e Warnatz, (1993) [48]. A evolução de uma queimada é descrita em 5 estágios: ignição, 'flaming', 'glowing', 'smoldering' e extinção. A ignição da biomassa depende do seu tipo e de sua umidade e de fatores ambientais, como temperatura, umidade relativa e vento. O estágio 'flaming' inicia-se com um processo pirolítico, durante o qual as elevadas temperaturas provocam uma ruptura das moléculas constituintes da biomassa. Componentes de alto peso molecular são decompostos em compostos de peso molecular mais baixo, inicialmente como carvão e 'tar', os quais constituem a fonte primária de energia para a 'flame', e finalmente em compostos de natureza gasosa. A temper-

atura pode chegar a 1800 K, produzindo carvão e liberando, principalmente, vapor d'água ( $H_2O$ ), monóxido ( $CO$ ) e dióxido ( $CO_2$ ) de carbono. Com a diminuição das condições necessárias para a manutenção do processo 'flame', a queima entra em um estágio mais 'frio', denominado 'smoldering'. Quando a temperatura no interior da chama está abaixo de 1000 K, reduz-se drasticamente a produção de  $CO_2$ , há uma grande emissão de compostos incompletamente oxidados, como o  $CO$ , além de uma rápida formação de partículas e acreção de partículas orgânicas de carbono. Este estágio é o responsável pela emissão da maior parte do material particulado [84, (Ward et al., 1991)]. A extinção pode ser alcançada devido a vários fatores, além da diminuição da quantidade de biomassa disponível. Fatores ambientais causadores seriam, por exemplo, o resfriamento convectivo devido ao entranhamento de ar mais frio, o resfriamento radiativo e o baixo suprimento de oxigênio em relação à densidade e tamanho da biomassa.

A evolução seguida pela queima e suas emissões dependem de vários fatores. Um dos mais importantes é o conteúdo de água na biomassa, uma vez que a energia necessária para vaporizar a água líquida é extraída da energia produzida durante a queima. A quantidade de água pode determinar qual fase, 'flaming' ou 'smoldering', será mais significativa, definindo as proporções de  $CO$  e  $CO_2$  emitidos, por exemplo. Fatores associados a geometria da biomassa, como por exemplo, densidade, estrutura e tamanho, e sua constituição química também têm sua importância, além de fatores ambientais como a topografia local. O clima local tem grande relevância na determinação da quantidade de biomassa disponível para a queima. O tempo local, através da temperatura, precipitação e umidade e o vento, determinam condições necessárias para a ocorrência do fogo e seu comportamento, no que refere à razão entre a combustão 'flaming' para 'smoldering'.

### 3.1.2 Material emitido em queima de biomassa

A tabela 3.1 apresenta os principais compostos emitidos durante a queima de biomassa. De acordo com Lobert e Warnatz, (1993) [48], a fase 'smoldering' é a que apresenta maior número de diferentes compostos emitidos, enquanto que a fase 'flaming' apresenta maiores quantidades de material emitido. As quanti-

Tabela 3.1: Principais tipos de compostos emitidos em queimadas nos estágios 'flaming' e 'smoldering'. Adaptada de Lobert e Warnatz. (1993).

Fase 'flaming'	Ambas as fases	Fase 'smoldering'
$CO_2$ $NO, N_2O, N_2$ $SO_2$ 'black carbon'	$C_2H_2, NCCN$	$CO$ $CH_4$ (metano) hidrocarbonetos ( $NMHC, PAH$ ) $NH_3$ (amônia) $HCN$ $CH_3Cl, H_2S, COS, DMS$ material particulado

dades absolutas das emissões produzidas são fortemente dependentes da relação entre as fases 'flaming' para 'smoldering'. A principal emissão acontece na forma de  $CO_2$ , produzido principalmente na fase 'flaming'. As emissões deste composto representam em média cerca de 80% a 85% da massa total de carbono queimado, podendo, no entanto, representar de 50% a 99%. Como já referido na seção anterior, a formação do  $CO$  ocorre, principalmente, em regiões de chama com altas concentrações de combustível e em estágios a temperaturas abaixo de 1000 K, sendo o principal composto emitido na fase 'smoldering'. A emissão de carbono na forma de  $CO$  representa em média 7%, podendo variar entre 2% a 15%. Em terceiro lugar, aparecem os hidrocarbonetos com médias em torno de 2% a 3%, com o metano ( $CH_4$ ) constituindo o mais intenso (cerca de 0.5%). Material particulado é emitido em ambas fases, sendo sua composição elementar e distribuição de tamanho dependentes do estágio em que foi emitido.

### 3.1.3 Estimativas de emissões de queimadas em regiões de cerrado e floresta tropical da América do Sul

Ward et al., (1992) [85] apresentam dados dos principais compostos emitidos em queimadas no cerrado do Brasil central e floresta amazônica. As observações foram realizadas durante o experimento BASE-B (Biomass Burning Airborne

and Spaceborne - Brazil) conduzido durante os meses de agosto e setembro de 1990, numa área de cerrado próxima a cidade de Brasília ( $15^{\circ}51'S$ ,  $47^{\circ}53'W$ ), e numa área de floresta localizada ao norte da cidade de Marabá (estado do Pará) ( $4^{\circ}3.25'S$ ,  $49^{\circ}0.25'W$ ). Medidas de quantidade de combustível e biomassa consumida foram feitas em áreas de florestas primárias (PF) e secundárias (SF) (floresta com 15 anos de idade), as quais foram cortadas e derrubadas. Obtendo-se estimativas de quantidade de biomassa antes e após a queima. Procedimento similar foi realizado em quatro formas fisionômicas de cerrado: campo limpo (C1), campo sujo (C2), campo cerrado (C3) e cerrado *stricto sensu* (C4). A Fig. 3.1 apresenta as formas fisionômicas do cerrado do Brasil central.

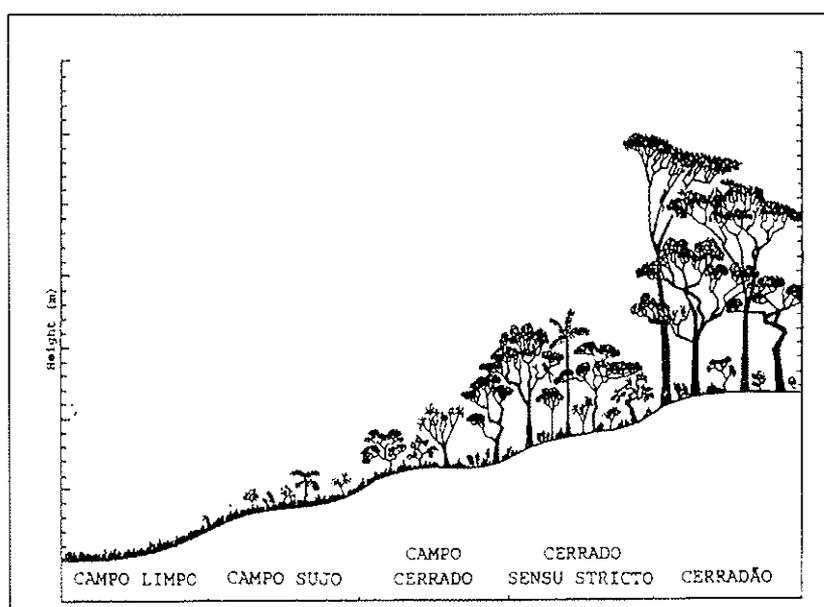


Figura 3.1: Formas fisionômicas do cerrado da América do Sul.

As emissões de carbono e parâmetros das queimadas foram medidas utilizando um sistema denominado FASS (Fire Atmosphere Sampling System), o qual continha sensores para medidas de concentração de  $CO_2$ ,  $CO$  e  $NO$ , juntamente com medidas de temperatura e velocidade do vento vertical, além de amostradores de  $PM_{2.5}$  (material particulado com diâmetro menor que  $2.5\mu m$ ). As medições foram realizadas por fase de combustão, sendo os dados coletados durante os estágios 'flaming' (F), primeiros 10 minutos da fase 'smoldering' (S1) e próximos

Tabela 3.2: Quantidade de biomassa acima do solo e fração efetivamente queimada em regiões de cerrado. (Ward et al., 1992).

Tipo de Cerrado	Biomassa acima do solo (kg/m <sup>2</sup> )	Fator de combustão
campo limpo - C1	0.71	100%
campo sujo - C2	0.73	97%
campo cerrado - C3	0.86	72%
cerrado s.s.- C4	1.00	84%

Tabela 3.3: Quantidade de biomassa acima do solo e fração efetivamente queimada em regiões de floresta tropical. (Ward et al., 1992).

Tipo de Floresta	Biomassa acima do solo (kg/m <sup>2</sup> )	Fator de combustão
Secundária - SF	12.14	42.87%
Primária - PF	29.24	52.56%

20 a 30 minutos da fase 'smoldering' (S2).

A tabela 3.2 apresenta os dados obtidos por Ward et al. (1992) [85] para as estimativas de biomassa acima do solo (kg/m<sup>2</sup>) e fator de combustão (fração da biomassa efetivamente queimada) em cerrado. De onde pode-se observar valores entre 0.71 e 1.00 kg/m<sup>2</sup>. A tabela 3.3 mostra os mesmos dados para a floresta tropical, onde se pode observar valores da ordem de 30 vezes maiores do aqueles para cerrado.

Utilizando medidas de concentração de  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $NO$  e  $PM_{2.5}$ , Ward et al., (1992) estimaram fatores de emissão para cada um destes compostos. O fator de emissão ( $\Xi_f$ ) é um número que fornece diretamente a quantidade de emissão de um dado composto químico em função da quantidade de biomassa queimada. A quantidade de biomassa queimada pode ser estimada multiplicando a quantidade de carbono queimado por 2, de acordo com o trabalho de Fearnside, (1991) [23], que estimou em 50% o conteúdo de carbono na biomassa da Amazônia. Edwards et al., (1980) [22] também estimou em 50% o conteúdo de carbono na biomassa do cerrado. A quantidade de carbono queimado pode ser estimado somando-se

as quantidades de carbono emitido nas formas de  $CO_2$  e  $CO$ , uma vez que estes dois compostos compõe de 95% a 99% do carbono emitido. Deste modo, o fator de emissão para o composto  $\eta$  pode ser obtido por

$$\Xi_f^{[\eta]} = \frac{m^{[\eta]}}{2m^{[CO_2+CO]}} , \text{ em unidades } \frac{kg[\eta]}{kg[\text{biomassa queimada}]} \quad (3.1)$$

ou, em função de quantidades mais facilmente mensuráveis

$$\Xi_f^{[\eta]} = \frac{\rho^{[\eta]}}{2 \left( \frac{M_C}{M_{CO_2}} \rho^{[CO_2]} + \frac{M_C}{M_{CO}} \rho^{[CO]} \right)} \quad (3.2)$$

onde  $M_C$ ,  $M_{CO_2}$  e  $M_{CO}$  são os pesos moleculares do carbono, dióxido de carbono e monóxido de carbono, respectivamente, dados por 12, 44 e 28  $gmol^{-1}$ . E  $\rho^{[\eta]}$  é a concentração acima do nível de 'background' do composto  $\eta$ . A Fig. 3.2 mostra os valores de fatores de emissão obtidos por Ward et al., (1992) para alguns compostos, para cerrado dos tipos C1, C3 e C4, durante a fase 'flaming', e para florestas SF e PF, nas fases 'flaming' e 'smoldering'. Como pode ser observado, o cerrado em geral, emite em torno de 1700g de  $CO_2$  por kg de biomassa queimada e de 50 a 70g de  $CO$  por kg de biomassa queimada. Enquanto que a floresta emite entre 1500 a 1700g de  $CO_2$  e de 100 a 150g de  $CO$  por kg de biomassa queimada. Observa-se, ainda, que o cerrado possui uma eficiência de combustão superior à floresta, o que pode ser notado pela quantidade maior de material particulado  $PM_{2.5}$  e de  $CO$  emitidos por esta.

Ward et al., (1992) fornecem, ainda, o particionamento da quantidade de biomassa queimada por estágio de queima. A tabela 3.4 resume estes dados. Quase toda biomassa é queimada durante a fase 'flaming' no cerrado. Enquanto que na floresta primária a partição é quase idêntica.

A partir do conhecimento da quantidade de biomassa acima do solo ( $B_\alpha$ ), do fator de combustão ( $\beta$ ), do fator de emissão ( $\Xi_f^{[\eta]}$ ) e da área queimada em um dado ecossistema ( $A_q$ ), a quantidade emitida de um dado composto  $\eta$  pela queima, pode ser estimada por

$$Q_{[\eta]} = A_q \beta B_\alpha \Xi_f^{[\eta]} , \quad \text{em unidades } kg[\eta] \text{ emitido.} \quad (3.3)$$

	EFPM2.5 g kg <sup>-1</sup>	EFCO <sub>2</sub> g kg <sup>-1</sup>	EFCO g kg <sup>-1</sup>	EFCH <sub>4</sub> g kg <sup>-1</sup>	EFNO-N g kg <sup>-1</sup>	EFH <sub>2</sub> g kg <sup>-1</sup>	CE Ratio
C4/11F	4.5	1713	63	1.6	0.5	1.2	0.93
C4/16F	4.4	1732	52	1.0		0.6	0.94
C3/11F	4.2	1705	70	1.3	0.4	0.8	0.93
C3/16F	4.4	1690	68	1.1		0.9	0.92
C1/11F	1.4	1749	46	1.2	0.6	0.5	0.95
C1/16F	2.7	1740	51	1.6		0.5	0.95
PF/11F	6.8	1612	112	7.1	0.6	3.1	0.88
PF/11S1	8.9	1551	142	9.0	0.8	4.1	0.85
PF/11S2	6.8	1531	152	10.8	0.8	4.9	0.84
SF/11F	10.0	1692	73	4.3	1.1	2.1	0.92
SF/11S1	9.2	1652	91	4.8	0.8	2.4	0.90
SF/16F	10.4	1637	94	4.9		2.2	0.89
SF/16S1	7.1	1625	107	5.2		2.5	0.89

Figura 3.2: Fatores de emissão para PM2.5, CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, NO, e H<sub>2</sub> e eficiência de combustão (CE) para tipos de cerrado e floresta tropical amostrados no Brasil. Extraída de Ward et al., (1992).

Tabela 3.4: Consumo de biomassa por fase de queima. Dados de Ward et al., (1992).

Estágio	Cerrado (C1+C2+C3)	PF	SF
'flaming'	97%	44%	0.5%
'Smoldering'	3%	56%	99.5%

Ferek et al., (1996) [24] apresentam resultados de medidas de fatores de emissão para  $CO_2$  e  $CO$  realizadas a bordo do avião C-131 durante o experimento SCAR-B. São reportados valores médios em torno de 1700 e 66.5  $g/kg$  para regiões de cerrado, respectivamente. Em regiões de floresta, em fase 'flaming' foram medidos fatores de emissão com médias em torno de 1674 e 70  $g/kg$  para  $CO_2$  e  $CO$ , respectivamente. Enquanto em fase 'smoldering' oscilam em torno de 1524 e 140  $g/kg$ . Os quais são coerentes com aqueles apresentados por Ward et al., (1992). Kaufman et al., (1992) [41] apresentam fatores de emissão obtidos durante o experimento BASE-A na Amazônia realizado em setembro de 1989. Em área de cerrado, estes são 1783, 24 e 4  $g/kg$  para  $CO_2$ ,  $CO$  e  $PM_{2.5}$ , respectivamente, com uma eficiência de combustão (razão entre a quantidade de carbono emitido na forma de  $CO_2$  para a quantidade de carbono queimado) de 97%. Em três áreas de desflorestamento obteve-se 1666, 1741 e 1586  $g/kg$  para  $CO_2$ ; 98, 47 e 121  $g/kg$  para  $CO$ , e 5 e 16  $g/kg$  para  $PM_{2.5}$ . A eficiência de combustão foi de 91%, 95% e 86%, respectivamente.

### 3.1.4 Temperaturas envolvidas durante uma queimada

Há poucos estudos publicados sobre este tema. Carvalho et al., (1995) [12] descrevem um experimento realizado numa reserva do INPA, localizada a 60 km de Manaus, durante o final da estação seca de 1991. Cerca de 1 hectare de mata foi queimada para estudos de estimativas de dióxido de carbono liberado, seguindo as práticas usuais das pessoas da região. Para a determinação da temperatura do ar durante a queima da biomassa, foram instalados quatro termopares protegidos do contato direto com as chamas em níveis situados a 4, 8, 12 e 20 m acima do solo. A Fig. 3.3 descreve a temperatura do ar medida antes, durante e após a queimada. Observa-se valores máximos em torno de 55 - 60°C em todos os níveis, apesar da temperatura da chama poder estar em 1000°C. Desta forma, a massa de ar em convecção térmica acima da queima sobe, inicialmente, com um diferencial de temperatura em relação ao ambiente em torno de 30°C. Posteriormente, Gielow et al., (1996) [33] repetiram o experimento durante a estação seca de 1995, numa floresta virgem localizada ao norte de Manaus. Com treze minutos do início da queima, a temperatura do ar entre 4 e 12 m acima do solo, aumentou de

aproximadamente  $30^{\circ}\text{C}$  para  $86^{\circ}\text{C}$ . Esta permaneceu oscilando acima de  $60^{\circ}\text{C}$  por aproximadamente 20 minutos. Em torno de 1 hora após o início da queimada, a temperatura esteve acima de  $45^{\circ}\text{C}$ , necessitando aproximadamente 6 horas para voltar ao valor ambiente.

Para o cerrado, Miranda et al., (1993) [60] descrevem a evolução da temperatura do ar e do solo durante queimadas planejadas no Brasil Central. As medidas foram realizadas em diferentes formas fisionômicas de cerrado (cerrado *sensu stricto*, campo cerrado e campo sujo) submetidos a diferentes frequências de queima: 1,2 e 15 anos. As medidas foram realizadas durante as estações secas de 1989 e 1991, em áreas protegidas próximas a cidade de Brasília ( $15^{\circ}56'S$  e  $47^{\circ}51'W$ ). As temperaturas do ar foram medidas com termopares expostos ('bare thermocouple wire') colocados 1, 60 e 160 cm acima do solo. A Fig. 3.4 mostra as medidas realizadas. A fase 'flaming' acontece num intervalo de 1 a 3 minutos, com temperaturas da ordem de  $300^{\circ}\text{C}$  a  $500^{\circ}\text{C}$ . A fase 'smoldering' é quase inexistente e a temperatura do ar retorna rapidamente ao valor ambiente logo após o término da chama de fogo. Miranda et al. reportam valores máximos variando de  $85^{\circ}\text{C}$  a  $840^{\circ}\text{C}$ , com os valores maiores associados à vegetação com maior tempo sem queimar e com maior tempo sem chuva. Frost et al., [31] apresenta dados de medidas de temperatura do ar sobre queimadas em savanas na África do Sul, em alturas acima de 4 metros a temperatura dificilmente é superior a  $100^{\circ}\text{C}$ .

### 3.1.5 Detecção e caracterização de queimadas via sensoriamento remoto

A extensão espacial da ocorrência de queimadas em áreas tropicais e subtropicais da América do Sul, torna o sensoriamento remoto por satélites a mais viável forma de monitoramento destes eventos.

Detecção de focos de queimadas na região de cerrado e floresta tropical no Brasil, usando o radiômetro AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) a bordo da série de satélites NOAA, foi desenvolvido por Pereira (1988) [65]. Setzer e Pereira, (1991) [75] implantaram a técnica de forma operacional no INPE,

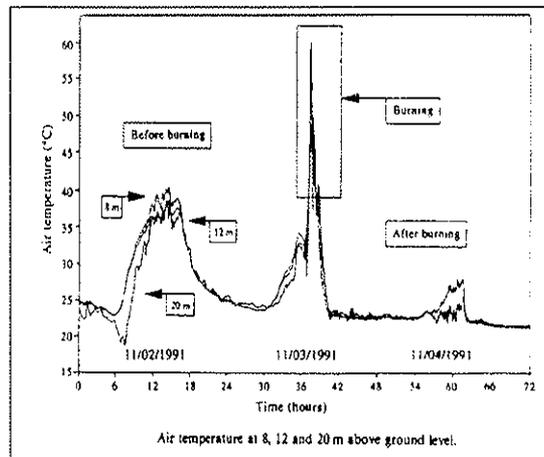


Figura 3.3: Temperatura do ar a 8, 12 e 20 m acima da superfície. Figura extraída de Carvalho et al. 1995.

São José dos Campos. Neste trabalho, Setzer e Pereira apresentam uma estimativa das emissões e da área queimada durante a estação seca de 1987, utilizando o satélite NOAA-9. Este satélite situa-se a uma altura nominal de  $\approx 850$  km, possuindo uma órbita quase polar, heliosíncrona e quase circular, com um período de 102 minutos, produzindo cerca de 14.1 órbitas por dia. O sensor AVHRR possui resolução de, aproximadamente, 1.1 km x 1.1 km no nadir, chegando a 2.4 km x 6.9 km nas bordas da imagem, nos canais do visível ( $0.58 - 0.68 \mu\text{m}$ ), infravermelho próximo ( $0.725 - 1.10 \mu\text{m}$ ) e no infravermelho termal médio ( $3.55 - 3.93 \mu\text{m}$ ). Utilizando 46 imagens do sensor AVHRR a bordo do satélite NOAA-9, os autores estimaram a detecção de aproximadamente 350 000 focos de queimada. A fim de obter uma estimativa da área real queimada, os autores fizeram algumas considerações: primeiro, eles estimaram em 1.5 dia a duração média de um foco de fogo; segundo, devido a ocorrência de focos de fogos com áreas menores que a resolução espacial do sensor, eles compararam imagens do satélite Landsat/TM com as correspondentes do NOAA-9 e encontraram uma superestimativa de 37% nos dados do NOAA-9. Com estas considerações, Setzer e Pereira obtiveram a seguinte área média queimada por foco detectado pelo sensor AVHRR

$$A_{qf} = \frac{\text{resolução do sensor no nadir}}{1.5 \times 1.37} = \frac{1.21}{1.5 \times 1.37} = 0.58 \frac{\text{km}^2}{\text{dia foco}} \quad (3.4)$$

Com esta estimativa, eles obtiveram uma área queimada em torno de 20 mi-

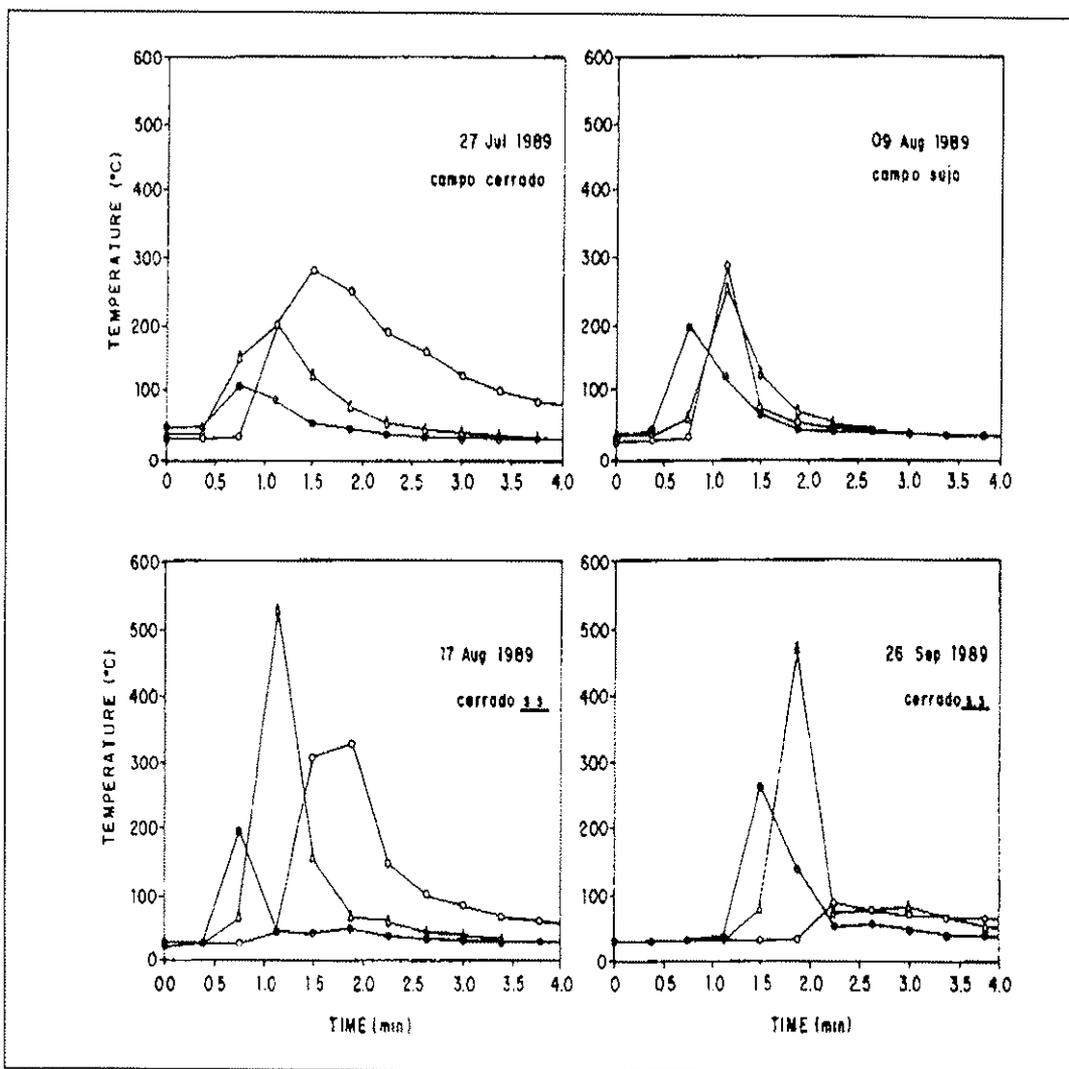


Figura 3.4: Evolução da temperatura do ar a 1 cm (○), 60 cm (△) and 160 cm (■) acima do solo durante queimadas em três formas fisionômicas de cerrado do Brazil Central. Figura extraída de Miranda et al. (1996).

lhões de hectares durante a estação seca de 1987. Utilizando taxas de emissão de gases por área queimada, eles estimaram em 1700 Tg de  $CO_2$  e 94 Tg  $CO$  as quantidades emitidas para a atmosfera.

Prins e Menzel, (1992) [71] apresentam resultados de monitoramento de queimadas em áreas de deflorestamento e de cerrado do Brasil, usando o radiômetro VAS (Visible Infrared Spin Scan Radiometer Atmospheric Sounder) a bordo do satélite geoestacionário GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite). Neste trabalho, a técnica desenvolvida por Matson e Dozier, (1981) [57] para o sensor AVHRR, foi adaptada para os dados de IR (3.9 e 11.2  $\mu m$ ) do sensor GOES VAS, a fim de determinar a temperatura e tamanho dos focos de fogo naquelas áreas. A técnica baseia-se nas diferentes temperaturas radiativas associadas aos dois canais infravermelhos. Seguindo os autores, quando o radiômetro GOES VAS mede, em um dado canal, a radiância de um pixel contendo um foco de fogo a uma temperatura  $T_f$  e ocupando uma fração  $p$  da área do pixel, e uma temperatura de 'background'  $T_b$  ocupando a fração  $1 - p$ , as seguintes equações podem ser escritas para os dois canais

$$\begin{aligned} L_{3.9}(T_{3.9}) &= pL_{3.9}(T_f) + (1 - p)L_{3.9}(T_b) \\ L_{11.2}(T_{11.2}) &= pL_{11.2}(T_f) + (1 - p)L_{11.2}(T_b) \end{aligned} \quad (3.5)$$

onde  $L_\lambda(T)$  é a radiância no comprimento de onda  $\lambda$  emitida por um corpo negro a temperatura  $T$ . O conhecimento de  $T_b$  e as medidas de  $L_{11.2}(T_{11.2})$  e  $L_{3.9}(T_{3.9})$  por meio do radiômetro, permitem a solução do sistema não linear (3.5) para  $p$  e  $T_f$ . Na prática, as radiâncias não são emitidas por corpos-negros e ocorrem interações no caminho seguido pela radiação emitida pela superfície e absorvida no radiômetro, de modo que correções são necessárias no sistema de equações (3.5). A identificação do foco observado como sendo um foco de fogo, segue alguns critérios. Primeiro um foco de fogo é esperado se as temperaturas radiativas  $T_{3.9}$  e  $T_{11.2}$  forem ao menos 4K e 1K mais quentes do que as respectivas temperaturas radiativas nestes canais associadas ao 'background'. Segundo, um foco quente não é considerado um foco de fogo a menos que haja algum indício de queima próximo dele, observado no visível, como uma pluma de fumaça, por exemplo. Após estes critérios, usa-se também o canal do visível para eliminar

outras possibilidades, tais como, a impossibilidade de visualizar um foco quente que está obscurecido por nuvens ou mesmo fumaça de outros focos de queimadas.

A resolução do satélite GOES é um fator limitante para este monitoramento. No nadir, as resoluções são: visível  $0.9 \times 0.9 \text{ km}^2$ , canal  $11.2 \mu\text{m}$   $6.9 \times 6.9 \text{ km}^2$  e no canal  $3.9 \mu\text{m}$   $13.8 \times 13.8 \text{ km}^2$ . No entanto, sua alta resolução temporal, permite localizar plumas associadas a pequenos focos. Também permite um acompanhamento da variabilidade diurna do número e extensão dos focos, além, de possibilitar o estudo do movimento e extensão em grande escala da fumaça associada à emissão coletiva de todos os focos de fogo.

Com o lançamento do satélite GOES-8, em 1994, houve um considerável avanço no monitoramento de queimadas na América do Sul (Prins et al., 1996) [70]. Neste trabalho, os autores apresentam resultados utilizando observações do radiômetro VAS a bordo do satélite GOES-8 juntamente com o algoritmo ABBA (Automated Biomass Burning Algorithm, versão 1.1) para a estação de queimadas do ano de 1995. O algoritmo ABBA foi desenvolvido no Cooperative Institute for Meteorological Satellite Studies (CIMSS) dos EUA, para automaticamente localizar e fornecer estimativas de tamanho e temperatura de focos de queimadas na América do Sul. Testes de validação do ABBA utilizando queimadas planejadas em Rondônia, sugerem que o algoritmo pode identificar focos que são da ordem de poucos acres e que as temperaturas são concordantes com as observações locais. No entanto, contaminação por nuvens e interações da radiação observada com a atmosfera, podem produzir superestimativas da fração do pixel em fogo. A Fig. 3.5 mostra a variabilidade diurna do número de focos de fogo durante os dias 15 de agosto a 15 de setembro de 1995.

São mostrados o número de focos de fogo detectados às 11:45, 14:45, 17:45 e 20:45 UTC. Como se pode observar, o pico de queimadas acontece por volta das 17:45 UTC, oscilando de 1500 a 3500 focos detectados por dia. Os valores neste horário são da ordem de 2 a 3 vezes maiores daqueles às 14:45 e 20:45 UTC, e 20 vezes daqueles às 11:45 UTC. Recentemente, Prins et al., (1998) [69], publicaram resultados definitivos utilizando o algoritmo ABBA em sua versão 5.5. Durante a estação de queima de 1995 (1 de junho a 31 de outubro), foram detectados 338.690 focos de fogo na América do Sul, com uma estimativa de  $41.845 \text{ km}^2$

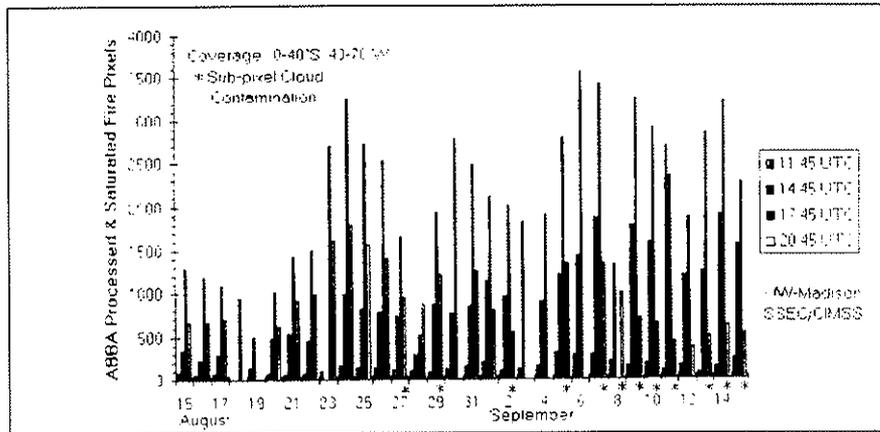


Figura 3.5: Dados preliminares do número de focos de fogo ao longo do dia na América do Sul (15/08 a 15/09/1995). Dados obtidos por meio do algoritmo GOES-8 ABBA (versão 1.1). Figura extraída de Prins et al., (1996).

de área queimada. Sendo que só o período de 15 de agosto a 15 de setembro foi responsável por cerca de 40% destas quantidades. As regiões com maior atividade de queimada, foram Maranhão, Tocantins, Pará, Mato Grosso, Rondônia e Acre, ao longo do chamado 'arco do desflorestamento'. Também houve atividade de queimada na Bolívia, Paraguai e nordeste da Argentina.

## 3.2 Parametrização de fontes emissoras de gases e aerossóis associadas a queimadas em cerrado e floresta.

No presente trabalho foram parametrizadas fontes emissoras de monóxido ( $CO$ ) e dióxido ( $CO_2$ ) de carbono e material particulado com diâmetro menor que  $2.5\mu m$  ( $PM_{2.5}$ ). A seção seguinte descreve o procedimento adotado.

### 3.2.1 Parametrização de fontes emissoras para $CO_2$ , $CO$ e $PM_{2.5}$

Estas parametrizações foram realizadas com base em algumas hipóteses. Primeiro assume-se que o fogo pode ser basicamente dividido apenas nas fases 'flaming'

e 'smoldering', o que é justificado pela pequena quantidade de material emitido durante a ignição e extinção. Devido ao mapa de vegetação disponível possuir resolução de 1 grau e apenas diferenciar genericamente, nas áreas de interesse, regiões com vegetação tipo cerrado e floresta tropical, parametriza-se quantidades médias associadas a um cerrado e floresta 'médios'. Para o cerrado são utilizados dados correspondentes aos tipos C1, C3 e C4. A Tab. 3.5 apresenta um resumo dos fatores de emissão para a fase 'flaming' extraída da Fig. 3.2. Combinando os dados da Tab. 3.5 com as densidades de biomassa queimada ( $\beta B_\alpha$ ) da Tab. 3.2, desconsiderando a emissão da fase 'smoldering' para o cerrado, podemos compor a quantidade de emissão do composto  $\eta$  por unidade de área queimada no cerrado 'médio' ( $CM$ ):

$$\langle \beta B_\alpha \Xi_f^{[\eta]} \rangle_{CM} = \frac{1}{3} \sum_{i=C1,C3,C4} \left( \beta B_\alpha \Xi_f^{[\eta]} \right)_i, \text{ unidades } \frac{g[\eta]}{m^2} \quad (3.6)$$

onde a soma se estende sobre os tipos de cerrado C1, C3 e C4. A Tab. 3.6 mostra os resultados para os três compostos. De modo que, cada metro quadrado queimado numa área de cerrado, emite 1246.3 gramas de  $CO_2$ , 41.8 gramas de  $CO$  e 2.6 gramas de material particulado fino  $PM_{2.5}$ .

Para a floresta, segue-se o mesmo procedimento. A Tab. 3.7 apresenta um resumo dos fatores de emissão para a fase 'flaming' e 'smoldering' extraída da Fig. 3.2. Combinando os dados da Tab. 3.7 com as densidades de biomassa queimada ( $\beta B_\alpha$ ) da Tab. 3.3, considerando a emissão das fases 'smoldering' e 'flaming' para a floresta contribuírem em 50% cada uma, podemos compor a quantidade de emissão do composto  $\eta$  por área queimada na floresta 'média' ( $FM$ ):

$$\langle \beta B_\alpha \Xi_f^{[\eta]} \rangle_{FM} = \frac{1}{2} \sum_{i=SF,PF} (\beta B_\alpha)_i \left[ \frac{1}{2} \sum_{j=flam,smold} \left( \Xi_f^{[\eta]} \right)_j \right], \quad (3.7)$$

onde o índice  $j$  se refere às fases 'flaming' e 'smoldering',  $i$  se refere aos tipos de floresta (SF e PF).

A Tab. 3.8 apresenta as taxas de emissão por área queimada, para os três compostos.

Tabela 3.5: Média dos fatores de emissão obtidos por Ward et al., (1992)

Tipo de Cerrado	Fator de Emissão ( $g[\eta]/kg$ )		
	CO <sub>2</sub>	CO	PM2.5
C1	1745	48.5	2.1
C3	1698	69	4.3
C4	1723	57.5	4.5

Tabela 3.6: Parametrização da taxa de emissão de um composto por unidade de área queimada em cerrado.

Composto $\eta$	Taxa de emissão de $\eta$ por unidade de área queimada(Eq. 3.6), unidades $g[\eta]/m^2$
CO <sub>2</sub>	1246.3
CO	41.8
PM2.5	2.6

Tabela 3.7: Média dos fatores de emissão obtidos em floresta por Ward et al., (1992).

Tipo de Floresta	Composto $\eta$	Fator de Emissão( $g[\eta]/kg$ )	
		'Smoldering'	'Flaming'
PF	CO <sub>2</sub>	1541.0	1612.0
	CO	147.0	112.0
	PM2.5	7.9	6.8
SF	CO <sub>2</sub>	1638.5	1665.0
	CO	99.0	83.5
	PM2.5	8.2	10.2

Tabela 3.8: Parametrização da taxa de emissão de um composto por unidade de área queimada em floresta.

Composto $\eta$	Taxa de emissão de $\eta$ por unidade de área queimada(Eq. 3.7). Unidades $g[\eta]/m^2$
$CO_2$	16512.4
$CO$	1240.9
$PM_{2.5}$	593.5

A quantidade total de um composto emitido pode ser, então, obtida a partir do conhecimento da área total queimada em um dado evento. Este é o mais complexo parâmetro a ser determinado. O procedimento seguido utiliza os mapas de queimadas observados pelo sensor AVHRR para determinação da posição e do número de focos de incêndio, e utiliza a estimativa de Setzer e Pereira, (1991) [75] para a área média queimada por foco detectado ( $A_{q_f}$ ), Eq. 3.4. Os mapas de queimadas são assimilados pelo modelo RAMS e interpolados para os pontos de grade. Primeiro, cada posição de foco ( $lon, lat$ ) é transformada em coordenadas do modelo ( $x, y$ ) (polar-estereográficas), e, então, é determinado qual ponto de grade ( $i, j$ ) está mais próximo da posição do foco, a este ponto é acumulado 1 para o campo  $NF(i, j)$ . Ao final do procedimento, se obtém o número de focos  $NF(i, j)$  de fogo em cada ponto de grade. Sobrepondo-se os mapas de queimadas assimilados com o mapa de vegetação, define-se um mapa de distribuição de área e tipo de biomassa queimada por ponto de grade. Isto é dado por

$$A_q(i, j) = A_{q_f} NF(i, j) \quad (3.8)$$

onde  $NF(i, j)$  é o número de focos de fogo observados pelo sensor AVHRR e interpolados para o ponto de grade ( $i, j$ ),  $A_q(i, j)$  é área queimada total dentro da célula definida por ( $i, j$ ). Na prática, um procedimento de vetorização da quantidade  $A_q(i, j)$  é realizado para diminuir o custo computacional. Isto é realizado desdobrando o mapa  $NF(i, j)$  em dois, dependentes do tipo de vegetação (cerrado ou floresta) e excludentes entre si, com a condição

$$NF(i, j) = [NF(i, j)]_{CM} + [NF(i, j)]_{FM} \quad (3.9)$$

onde  $[NF(i, j)]_{CM}$  e  $[NF(i, j)]_{FM}$  constituem o número de focos de queimadas

Tabela 3.9: Variabilidade diurna média do número de focos de fogo na América do Sul, durante o período de 15 de agosto a 15 de setembro de 1995.

Hora (UTC)	Número de Focos de Queimada
11:45	140
14:45	860
17:45	2100
20:45	900

detectadas sobre região de cerrado e floresta tropical, respectivamente.

Outro parâmetro necessário é o que fornece a taxa temporal com que a queima de biomassa se processa ao longo das 24 horas do dia. A parametrização é realizada com base no comportamento coletivo dos focos de calor, e não em cada foco individualmente. Isto é realizado com base nos dados de Prins et al., (1996) [70], mostrados na Fig. 3.5. Um simples tratamento destes dados mostra os seguintes valores médios da variabilidade diurna do número de focos de queimadas detectados (Tab. 3.9).

Com base nos dados da Tab. 3.9, é possível extrair uma taxa temporal representando o consumo coletivo dos focos de fogo durante 24 horas. A Fig. 3.6 apresenta uma curva analítica (tipo gaussiana, centrada em  $\sim 17:45$  UTC) obtida por interpolação dos dados apresentados na Tab. 3.9. A função  $r(t)$  que descreve a taxa temporal com que o consumo de biomassa se dá ao longo de 24 horas, pode ser obtida a partir da curva analítica expressa na Fig. 3.6, impondo duas condições matemáticas. Primeira,  $r(t)$  deve ser normalizada a 1 no domínio  $[0, 24 \text{ horas}]$  :

$$\int_0^{24} r(t) dt = 1 \quad (3.10)$$

Segunda,  $r(t)$  deve ser periódica com período 24 horas:

$$r(t) = r(t + 24) \quad (3.11)$$

A curva para  $r(t)$ , em unidades  $s^{-1}$ , é apresentada na Fig. 3.7, a pequena descontinuidade que surge ao impor a periodicidade de 24 horas decorre do fato

que curva obtida por interpolação não ser simétrica em relação ao intervalo de 24 horas. No entanto, a Fig. 3.8 que a mostra a evolução do consumo da biomassa, possui um comportamento suave e contínuo.

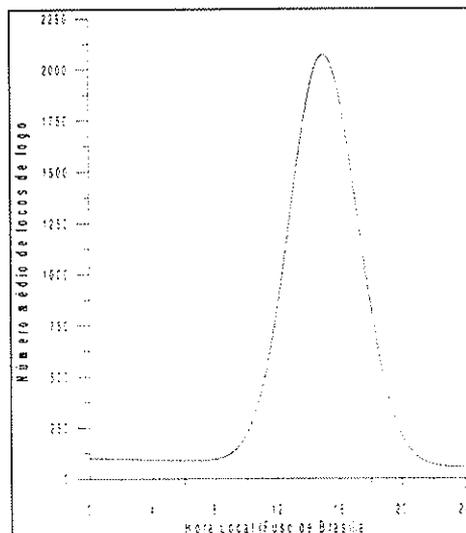


Figura 3.6: Curva analítica descrevendo o número de focos de fogo ao longo de 24 horas, obtida por interpolação dos dados apresentados na Tabela 3.9.

Neste ponto, temos todos os elementos para a parametrização da fonte emissora. Em função das quantidades expressas nesta seção, a intensidade da fonte emissora de um dado composto  $\eta$  é dada por

$$Q'_{[\eta]}(i, j, t) = A_{q_f} \sum_{iv=FM,CM} [NF(i, j)]_{iv} \langle \beta B_{\alpha} \Xi_f^{[\eta]} \rangle_{iv} r(t) \quad (3.12)$$

em unidades  $g[\eta].s^{-1}$ .

### 3.2.2 Inserção no modelo RAMS 3b

A inserção de um termo fonte,  $Q'_{[\eta]}$ , no modelo numérico é relativamente simples, uma vez que, sendo o volume de uma célula a menor resolução do modelo, toda a emissão deve ser diluída no volume que contém a fonte. Mesmo se esta for pontual, linha ou área. Se o usuário possui uma taxa de emissão  $E(\vec{r}, t)$  em

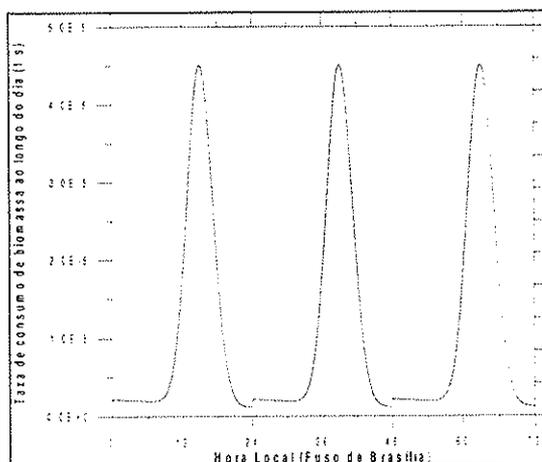


Figura 3.7: Taxa temporal  $r(t)$  do consumo de biomassa pela queimada ao longo do dia.

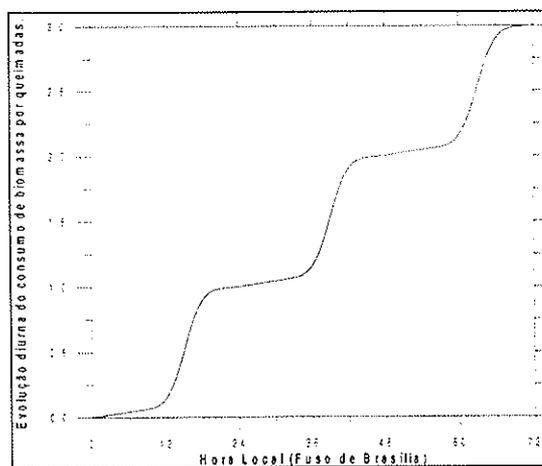


Figura 3.8: Evolução do consumo de biomassa por queimada ao longo de 24 horas.

$\frac{kg[\eta]}{m^3s}$ , o termo fonte a ser inserido deve ser dado por

$$\bar{Q}'_{[\eta]}(k, i, j, t) = \frac{\iiint E(\vec{r}, t) dV_{true}}{\bar{r} \epsilon V_{true}(k, i, j)}, \text{ em unidades } \frac{kg[\eta]}{m^3s} \quad (3.13)$$

onde  $V_{true}(k, i, j)$  constitui o volume do ponto de grade  $(k, i, j)$ . Este volume pode ser expresso na seguinte forma em termos dos espaçamentos de grade do modelo

$$V_{true}(k, i, j) = [f_{hh} f_{hh} f_{zz}]^{-1} \Delta z(k) \Delta x \Delta y \quad (3.14)$$

onde  $f_{hh}$  e  $f_{zz}$  são os fatores de métrica dados pelas Eqs. 2.69 e 2.70, nos pontos onde se definem as variáveis termodinâmicas.

No caso de fontes emissoras idealizadas, pontual, linha ou área, a expressão (3.13) se mantém se a taxa de emissão  $E(\vec{r}, t)$  for convenientemente escrita em termos da função delta de Dirac. Para uma fonte área localizada num nível  $h_0$ , unidades de  $E(\vec{r}, t)$  em  $\frac{kg[\eta]}{m^2s}$ , esta emissão deve ser redefinida como sendo

$$E(\vec{r}, t) \rightarrow E(\vec{r}, t) \delta(z - h_0)$$

de modo que a Eq. 3.13 se torna

$$\bar{Q}'_{[\eta]}(k_0, i, j, t) = \frac{\iint E(\vec{r}, t) dx dy}{V_{true}(k_0, i, j)}, \text{ unidades } \frac{kg[\eta]}{m^3s} \quad (3.15)$$

Uma vez diluída a taxa de emissão no volume da célula do modelo, esta deve ser convertida em razão de mistura da seguinte forma

$$\bar{Q}_{[\eta]}(k, i, j, t) = \frac{Q'_{[\eta]}(k, i, j, t)}{\rho_0(k, i, j)}, \text{ unidades } \frac{kg[\eta]}{kg[ar]s} \quad (3.16)$$

onde  $\rho_0(k, i, j)$  é a densidade do ar do estado básico.

Seguindo o procedimento dado acima, assumindo que a fonte emissora associada aos focos de queimadas constitui uma fonte área localizada no primeiro nível do modelo ( $k = 2$ ), teremos a seguinte expressão para a fonte emissora no âmbito do modelo

$$\bar{Q}_{[\eta]}(k_0, i, j, t) = \frac{A_{qf} \sum_{iv=FM,CM} [NF(i, j)]_{iv} \langle \beta B_\alpha \Xi_f^{[\eta]} \rangle_{iv} r(t)}{\rho_0(k_0, i, j) V_{true}(k_0, i, j)} \quad (3.17)$$

com  $k_0 = 2$  e unidades  $\frac{g[\eta]}{kg[ar]s}$ .

Na prática, concentrações altamente localizadas não são bem trabalhadas nos esquemas numéricos de advecção e difusão do RAMS 3b, de modo que a diluição dos produtos de queimada em um dado foco  $(i, j)$  é feita com 90% diluído neste ponto de grade e o restante 10% é diluído nos 17 vizinhos próximos.

O esquema a seguir sumariza o procedimento utilizado para a construção da fonte emissora no âmbito do modelo RAMS 3b.

Procedimento utilizado para construção das fontes emissoras no âmbito do modelo RAMS 3b.

A cada 24 horas, às 03:00 UTC do modelo:
Assimilação do mapa de queimadas do dia correspondente
↓
Definição das posições de focos em cerrado e floresta
↓
Determinação da fonte emissora (vetorizada) - Equação 2.49
↓
Emissão dos gases/partículas durante 24 horas modulada por $r(t)$

### 3.3 Parametrização dos sumidouros

Processos de remoção/transformação química de gases/partículas na atmosfera são, neste trabalho, contabilizados genericamente por um decaimento tipo exponencial, modulado por um termo de vida-média  $\gamma$ . Isto é realizado introduzindo um termo sumidouro na equação de transporte, proporcional à razão de mistura do composto  $\eta$ , na seguinte forma

$$\bar{R}_{[\eta]}(k, i, j, t) = -\frac{\bar{s}_{[\eta]}(k, i, j, t)}{\gamma[\eta]} \quad (3.18)$$

onde  $\bar{s}_{[\eta]}$  é a razão de mistura do composto  $\eta$ ,  $\gamma[\eta]$  a sua vida-média em segundos e  $\bar{R}_{[\eta]}$  é a taxa de remoção do composto  $\eta$  com unidades  $\frac{g[\eta]}{kg[ar]s}$ . A vida-média para os compostos estudados é

$$\begin{aligned} \gamma[CO] &= 30 \text{ dias} \\ \gamma[PM2.5] &= 6 \text{ dias} \\ \gamma[CO_2] &\rightarrow \infty \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde os valores foram tomados de  $\gamma [PM2.5]$  Kaufman, (1995) [43],  $\gamma [CO]$  Seinfeld e Pandis, (1998) [74],  $\gamma [CO_2]$  Seinfeld e Pandis, (1998) [74] (a rigor, Seinfeld e Pandis atribuem uma vida-média para o  $CO_2$  da ordem de anos, o que corresponde a  $\infty$  dentro da nossa escala temporal de simulação).

### 3.4 Parametrização do transporte de gases e partículas por convecção úmida profunda

Nesta seção é descrita o procedimento em que se parametriza um transporte sub-grade associado à convecção úmida e profunda. A parametrização segue o trabalho de Anthes, (1977) [5].

#### 3.4.1 Parametrização do fluxo turbulento

Como já referido anteriormente, a resolução do modelo não permite resolver explicitamente as circulações induzidas por processos convectivos úmidos. Desta forma, o transporte de gases e partículas por estas circulações precisa ser parametrizado e inserido na equação de tendência 2.72, sendo distinto daquele associado aos turbilhões da camada limite planetária.

O ponto de partida para esta parametrização é

$$\left(\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right)_{con} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_0 \overline{u'_i s'}) \quad (3.20)$$

onde o índice *con* se refere aos processos convectivos úmidos e profundos parametrizados e os outros símbolos possuem o significado já definido previamente.

A parametrização do fluxo turbulento médio  $\overline{u'_i s'}$  é realizada por meio do método 'top-hat'. Neste modelo, médias são calculadas separando o domínio em partes associadas às nuvens e ao ambiente. Uma dada variável  $\phi$  assume o valor da nuvem,  $\phi_c$ , no domínio destas e o valor do ambiente,  $\phi_e$ , quando está no correspondente domínio. A fração da área ocupada por nuvens é denotada por  $a$ , sendo  $1 - a$ , a fração ocupada pelo ambiente, como mostra a Fig. 3.9.

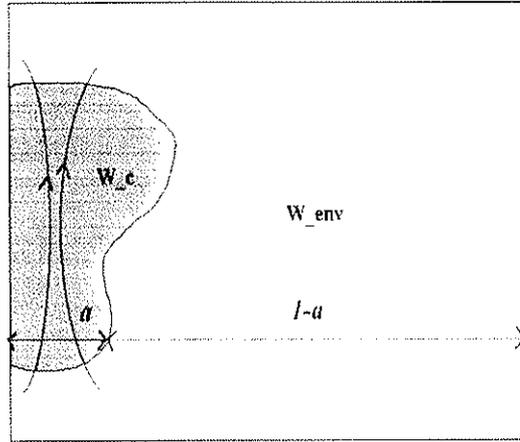


Figura 3.9: Esquema descrevendo a separação de domínios (nuvens e ambiente) utilizada pelo método 'top-hat'.  $a$  representa a fração de área coberta por nuvens, enquanto que  $1 - a$  representa fração ocupada pelo ambiente.

Como no formalismo de Reynolds, uma dada quantidade  $\phi$  é decomposta num valor médio,  $\bar{\phi}$ , e uma flutuação em torno desta,  $\phi'$ , de modo que

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \tag{3.21}$$

onde o valor médio é obtido como uma média móvel, da seguinte forma, (escrevendo em 1-D por simplicidade)

$$\bar{\phi}(x) = \frac{1}{\Delta x} \int_{x-\frac{1}{2}\Delta x}^{x+\frac{1}{2}\Delta x} \phi(x') dx'. \tag{3.22}$$

Conforme mostra a Fig. 3.10, sendo  $l_c$  e  $l_e$  a extensão dos sub-domínios de nuvem e ambiente, dentro do domínio de média,  $\Delta x$ , a Eq. 3.22 pode ser escrita como

$$\bar{\phi}(x) = a\bar{\phi}_c^c + (1 - a)\bar{\phi}_e^e \tag{3.23}$$

onde

$$a = \frac{l_c}{\Delta x}, \text{ a fração ocupada pela nuvem,} \tag{3.24}$$

e

$$\bar{\phi}_c^c = \frac{1}{l_c} \int_{x' \in l_c} \phi(x') dx' \equiv \frac{1}{l_c} \int_{x' \in l_c} \phi_c(x') dx' \tag{3.25}$$

com expressões análogas para o ambiente. As definições expressas em 3.23 e 3.25, produzem valores contínuos em  $x$ , e são equivalentes às médias de Reynolds (Anthes, 1977) [5]. A média de um fluxo turbulento,  $\overline{u'\phi'}$ , é obtida por este método aplicando o resultado expresso em 3.23, suprimindo o índice  $i$  na componente turbulenta do vento,  $u'_i$ , por clareza,

$$\overline{u'\phi'} = a\overline{(u_c - \bar{u}) (\phi_c - \bar{\phi})^c} + (1 - a)\overline{(u_e - \bar{u}) (\phi_e - \bar{\phi})^e} \quad (3.26)$$

com

$$\phi' = \begin{cases} \phi_c - \bar{\phi} & x \in l_c \\ \phi_e - \bar{\phi} & x \in l_e \end{cases}. \quad (3.27)$$

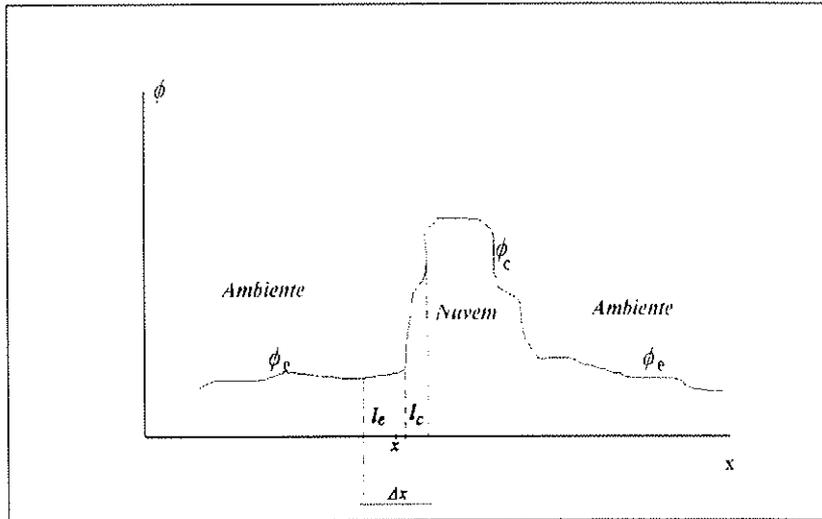


Figura 3.10: Obtenção do valor médio de uma quantidade utilizando o método 'top-hat'. Nesta figura,  $l_c$  e  $l_e$  representam, respectivamente, a extensão dos sub-domínios de nuvem e do ambiente, dentro do domínio da média.

Expandindo as operações constantes na Eq. 3.26, utilizando as aproximações

$$\overline{u_c \phi_c^c} = \overline{u_c^c \phi_c^c} \quad (3.28)$$

e

$$\overline{u_e \phi_e^e} = \overline{u_e^e \phi_e^e} \quad (3.29)$$

e isolando  $\overline{u_e^c}$  e  $\overline{\phi_e^c}$  por meio da Eq. 3.23, pode-se escrever a seguinte relação para a média do fluxo turbulento em termos de quantidades associadas à nuvem e ao modelo

$$\overline{u_i^c \phi^c} = \frac{a}{1-a} (\overline{u_{i_c}^c} - \overline{u_i}) (\overline{\phi_c^c} - \overline{\phi}) \quad (3.30)$$

A Eq. 3.20 contém divergências dos fluxos horizontais e verticais, para frações típicas de áreas cobertas por nuvens, da ordem de 1% (Malkus et al., 1961) [54], pode se assumir que  $\overline{u_c^c}$  e  $\overline{v_c^c}$  são da mesma ordem que os respectivos valores médios do modelo,  $\overline{u}$  e  $\overline{v}$ , enquanto que na vertical,  $\overline{w_c^c} \gg \overline{w}$ . Além disto, as divergências são calculadas em espaçamentos de grade em que  $\Delta x \sim \Delta y \gg \Delta z$ . Estas considerações nos permite desprezar os termos horizontais desta equação e reescrevê-la na seguinte forma, utilizando a Eq. 3.30

$$\left( \frac{\partial \overline{s}}{\partial t} \right)_{con} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \rho_0 \frac{a}{1-a} (\overline{w_c^c} - \overline{w}) (\overline{s_c^c} - \overline{s}) \right]. \quad (3.31)$$

O fechamento desta equação se obtém com um modelo de nuvens que forneça as quantidades  $a$ ,  $\overline{w_c^c}$  e  $\overline{s_c^c}$ , uma vez que  $\rho_0$ ,  $\overline{w}$  e  $\overline{s}$  são fornecidos pelas variáveis na escala resolvida do modelo.

### 3.4.2 Modelo de nuvem 1-D

O modelo de nuvens utilizado é o mesmo daquele da parametrização de cumulus do RAMS 3b com a adição de um termo de entranhamento. Deste modo, a equação de conservação da temperatura potencial equivalente,  $\theta_{e_c}$ , da corrente ascendente é dada por

$$\frac{d\theta_{e_c}}{dz} = -\mu (\theta_{e_c} - \overline{\theta}_e) \quad (3.32)$$

onde  $\mu$  é termo de entranhamento, dado por Simpson e Wiggert, (1969) [77]

$$\mu = \frac{0.183}{R}, \quad (3.33)$$

com  $R$  o raio da corrente ascendente, tomado como  $5km$  neste trabalho, e  $\overline{\theta}_e$  é a temperatura potencial equivalente do ambiente, tomada do modelo. Esta equação é resolvida impondo a condição de contorno na base da nuvem

$$\theta_{e_c}(z_{LCL}) = \overline{\theta}_e(z_{LCL}) \quad (3.34)$$

com  $z_{LCL}$  o nível de condensação por levantamento.

A partir do perfil de  $\theta_{ec}$  e de  $\bar{\theta}_e$ , são determinados o nível de perda de empuxo ( $ETL$ ), o topo da nuvem ( $CT$ ), a razão de mistura de vapor de saturação da corrente ascendente ( $r_{sc}$ ), e outras propriedades termodinâmicas auxiliares.

O cálculo da velocidade vertical média na região da nuvem,  $\bar{w}_c^c$ , é realizado por meio seguinte equação (Simpson e Wiggert, 1969) [77]:

$$\frac{1}{2} \frac{d(\bar{w}_c^c)^2}{dz} = \frac{gB}{1+\alpha} - gQ_{lw} - \mu(\bar{w}_c^c)^2 \quad (3.35)$$

onde  $g$  é a aceleração da gravidade,  $\alpha$  o coeficiente de massa virtual (= 0.5) o qual introduz uma compensação por não se levar em conta perturbações não-hidrostáticas na pressão, e  $Q_{lw}$  é a razão de mistura da água líquida. O termo de flutuação  $B$  é dado por

$$B = \frac{T_{Vc} - T_{Ve}}{T_{Ve}} \quad (3.36)$$

onde  $T_{Vc}$  é a temperatura virtual obtida a partir de uma média entre as correntes descendentes e ascendentes, e  $T_{Ve}$  é a temperatura virtual do ambiente.

O termo  $Q_{lw}$  é de difícil obtenção. Para se obter uma estimativa consistente com o perfil convectivo obtido a partir da Eq. 3.32,  $Q_{lw}$  é expresso na seguinte forma

$$Q_{lw} = -c\Delta r_s = -c(r_{sc} - r_{sc}^{LCL}) \quad (3.37)$$

onde a constante  $c$  é determinada num processo iterativo de modo que a velocidade vertical na nuvem  $\bar{w}_c^c$ , seja menor que  $1 \text{ cm.s}^{-1}$  no nível correspondente ao topo da nuvem ( $z_{CT}$ ). O último termo do lado direito da Eq. 3.35, se refere à perda de momento devido a injeção lateral de massa na corrente ascendente, pelo processo de entranhamento.

A Eq. 3.35 pode ser, então, integrada impondo a seguinte condição de contorno no  $LCL$

$$\bar{w}_{cLCL} = \max(1 \text{ m/s}, w^*)$$

onde  $w^*$  é a velocidade vertical no  $LCL$  da corrente ascendente devido aos processos turbulentos na camada sub-nuvem, dada por Albrecht et al., (1986) [1]

$$w^* = \left[ gz_{LCL} \frac{(w'T_V)_0}{T_0} \right]^{1/3}$$

onde  $(\overline{w'T'_V})_0$  é o fluxo de calor sensível na superfície e  $T_0$  é a temperatura do ar em superfície.

A fração de área coberta por nuvens,  $a$ , também é de difícil estimativa. Genericamente, este termo pode ser dado pela seguinte razão

$$a = \frac{\text{taxa de precipitação do modelo}}{\text{taxa de precipitação da nuvem}}.$$

No presente modelo, a taxa de precipitação do modelo é dada por 2.40. A taxa de precipitação da nuvem pode ser obtida, por exemplo, como mostra Anthes, (1977) [5]. No presente trabalho, no entanto, sempre que a parametrização de cumulus é acionada,  $a$  é tomado como sendo constante, dado por

$$a = 2\%. \quad (3.38)$$

O perfil de concentração do traçador dentro da nuvem, é obtido com uma expressão análoga a Eq. 3.32

$$\frac{d\overline{s}_c^c}{dz} = -\mu(\overline{s}_c^c - \overline{s}) \quad (3.39)$$

com a condição de contorno no *LCL*

$$\overline{s}_c^c(z_{LCL}) = \overline{s}(z_{LCL}).$$

### 3.4.3 Inserção no modelo RAMS 3b

A solução numérica das Eqs. 3.31, 3.32, 3.35 e 3.39 é realizada numa grade 1-D vertical com a resolução de 200 m nos primeiros 3000 m, e de 500 m acima deste nível. A grade é do tipo escalonada em que pontos associados a valores do ambiente alternam com pontos associados a valores da nuvem. Valores do ambiente são obtidos a partir de uma interpolação dos dados do modelo. Uma vez resolvidas as equações para a velocidade vertical na nuvem,  $\overline{w}_c^c$ , e para o perfil da razão de mistura do traçador na nuvem,  $\overline{s}_c^c$ , o fluxo turbulento,  $\overline{w's'}$ , num dado nível  $k$  é dado por

$$[\overline{w's'}]_k = \frac{a}{1-a} [(\overline{w}_c^c - \overline{w})(\overline{s}_c^c - \overline{s})]_k. \quad (3.40)$$

A divergência do fluxo turbulento é, então, obtida empregando o esquema de diferenças finitas centrado no espaço, na seguinte forma:

$$\left[ \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w' s'}) \right]_k = \frac{1}{[\rho_0]_k} \frac{[\rho_0 \overline{w' s'}]_{k+1} - [\rho_0 \overline{w' s'}]_{k-1}}{z_e(k+1) - z_e(k-1)}, \quad (3.41)$$

onde  $z_e(k)$  é a altura cartesiana acima do nível da superfície, onde as quantidades contidas no lado direito da Eq. 3.40 estão definidas. Uma propriedade útil deste esquema é a de ser naturalmente conservativo, isto é,

$$\sum_{k=1}^{k=km_t} \left[ \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w' s'}) \right]_k [\rho_0]_k [z_e(k+1) - z_e(k)] = 0 \quad (3.42)$$

onde  $km_t$  é o nível associado ao topo do modelo e  $z_c(k) = z_e(k) + \Delta z(k)$ . Esta propriedade é, obviamente, um requisito para a conservação da massa do traçador transportado. No entanto, este esquema não é positivo-definido, de modo que mais massa do que realmente há, pode ser retirada de um nível, produzindo razões de mistura negativas para o traçador. Este problema é eliminado aplicando-se um ajuste na divergência de massa. Inicialmente, o termo de tendência convectiva é obtido a partir do resultado expresso na Eq. 3.41, na seguinte forma, suprimindo o índice *con* por clareza,

$$\left[ \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} \right]_k = - \left[ \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w' s'}) \right]_k. \quad (3.43)$$

Em seguida, a razão de mistura do traçador, em toda a coluna atmosférica, é atualizada utilizando unicamente este termo de tendência

$$\bar{s}_f(k) = \bar{s}_i(k) + \left[ \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} \right]_k \Delta t \quad (3.44)$$

onde  $\bar{s}_f$  e  $\bar{s}_i$  são as razões de mistura no nível  $k$ , no tempo  $t + \Delta t$  e  $t$ , respectivamente, e  $\Delta t$  é o passo no tempo do modelo. Considere a situação mostrada na Fig. 3.11, onde, a partir de um perfil de razão de mistura inicialmente não-negativo ( $\bar{s}_i(k) \geq 0$ ), o transporte convectivo determina um perfil com valores negativos. Seja os sub-domínios denotados por A, B e C definidos em função dos sinais da tendência e da razão de mistura final, da seguinte forma

Domínio	Sinal do termo de tendência	Sinal da razão de mistura final
A	$\left[\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right]_k < 0$	$\bar{s}_f(k) > 0$
B	$\left[\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right]_k < 0$	$\bar{s}_f(k) < 0$
C	$\left[\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right]_k > 0$	$\bar{s}_f(k) > 0$

O ajuste é, então, construído impondo um limite para o termo de divergência do fluxo turbulento no domínio B e ajustando o excesso de massa no domínio C. Isto é obtido através da seguinte transformação

$$\left[\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right]' = \tau(k) \left[\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right]_k \quad (3.45)$$

onde  $\tau(k)$  é o fator de transformação dado por

$$\tau(k) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 & k \in A \\ \varepsilon(k) = \frac{-\bar{s}_i(k)/\Delta t}{\left[\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right]_k} & k \in B \\ \delta \text{ (constante)} & k \in C \end{array} \right\} \quad (3.46)$$

Aplicando a equação de conservação da massa do traçador, a constante  $\delta$  é determinada pela expressão

$$\delta = 1 - \frac{\int_{k \in B} (\varepsilon(k) - 1) \left[\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right]_k \rho_o dz}{\int_{k \in C} \left[\frac{\partial \bar{s}}{\partial t}\right]_k \rho_o dz} \quad (3.47)$$

Desta forma, o procedimento determinado pelas Eqs. 3.41 e 3.45, impõe um transporte convectivo conservativo e positivo-definido (referido daqui adiante pela sigla TCPD) para os traçadores. A Fig. 3.12 mostra a aplicação deste algoritmo ao transporte do traçador *CO*. Neste perfil, o *LCL* estava em, aproximadamente 400 m e o topo da nuvem em 12000 m. A parte (a) mostra o perfil da velocidade vertical  $\overline{w}_c^c$ , possuindo um máximo de em torno de 22 m/s em 6000 m. A parte (b) mostra os perfis da razão de mistura do *CO* (em *ppb*) no ambiente e

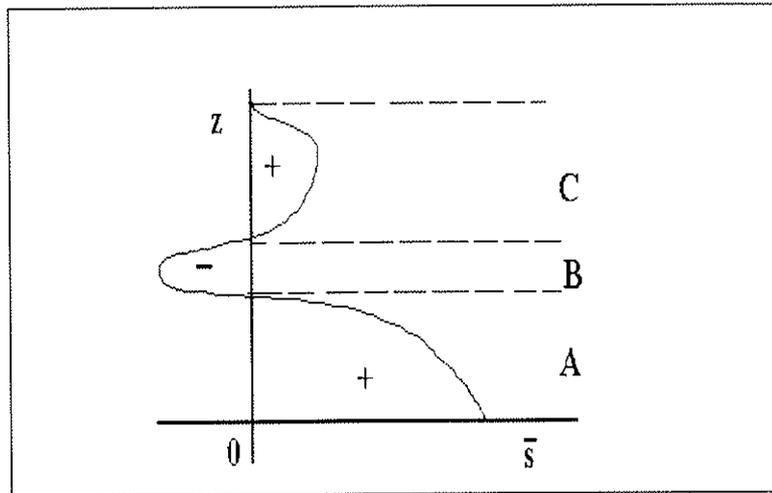


Figura 3.11: Perfil vertical da razão de mistura de um traçador, transportado por um esquema numérico que não é positivo-definido.

na nuvem, o ambiente inicia com traçador apenas na camada limite planetária, enquanto que o perfil da nuvem é obtido com o valor do ambiente no *LCL* e levantado com um entranhamento constante dado pela Eq. 3.33. A parte (c) mostra a convergência do fluxo turbulento (em *ppb/h*) inicial, obtido aplicando somente a Eq. 3.41 ( marcado com x, TCPD-off) e aquele obtido aplicando as Eqs. 3.41 e 3.45 (marcado com círculo fechado, TCPD-on). O algoritmo TCPD elimina a divergência na região onde não há massa do traçador para ser transportada e corrige o excesso na região de convergência, preservando a massa total. A parte (d) mostra os perfis de razão de mistura 1 hora após. O algoritmo TCPD-off determina razão de mistura negativa com valores de até  $-600$  *ppb*, embora preserve a massa total, enquanto que o TCPD-on mantém a razão de mistura com sinal não-negativo e preserva a massa total.

Com a finalidade de reduzir ao máximo o custo computacional deste algoritmo, a ele é aplicado um procedimento de vetorização. Define-se os seguintes vetores

Domínio	Vetor $R_A(k)$	$R_B(k)$	$R_C(k)$
A	1	0	0
B	0	1	0
C	0	0	1

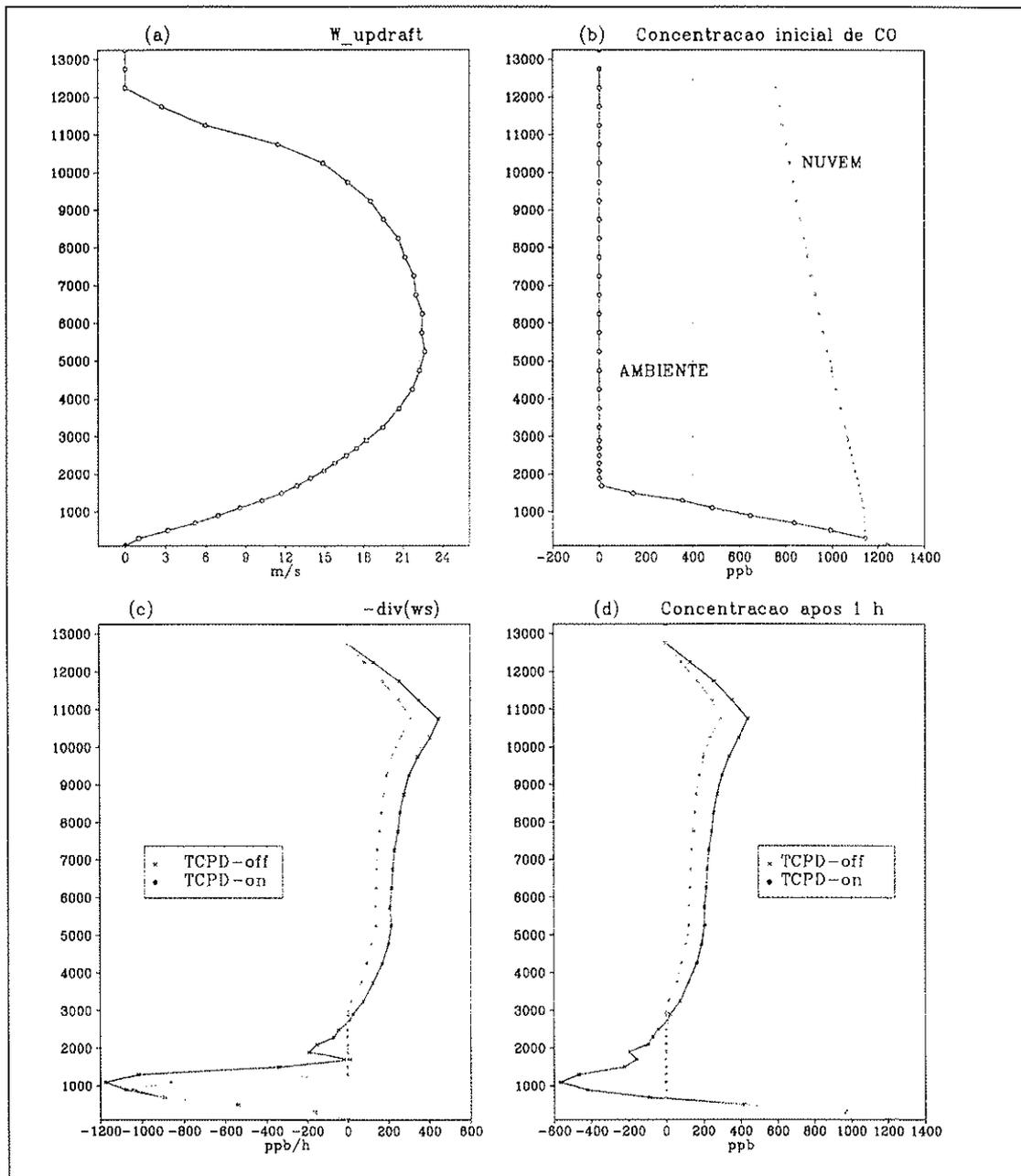


Figura 3.12: Transporte convectivo de um gás durante um período de 1 hora. A parte (a) mostra a velocidade vertical na região da nuvem. (b) mostra os perfis iniciais de razão de mistura no ambiente e na nuvem. A parte (c) apresenta o perfil inicial da convergência do fluxo turbulento associado a este transporte, os perfis se referem a situação sem (TCPD-off) e com (TCPD-on) o ajuste do esquema numérico centrado para torná-lo positivo-definido. A parte (d) se refere aos perfis de razão de mistura 1 hora após o início da integração.

de modo que a transformação é realizada vetorialmente, na seguinte forma

$$\left[ \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} \right]'_k = \tau(k) [R_A(k) + R_B(k) + R_C(k)] \left[ \frac{\partial \bar{s}}{\partial t} \right]_k.$$

Após a obtenção do termo de tendência convectiva, este é interpolado de volta para a grade do modelo.

### 3.5 Equação de transporte de traçadores

Nesta seção faremos uma síntese, descrevendo a equação de transporte de traçadores utilizada no presente trabalho. Com as parametrizações desenvolvidas neste capítulo, a Eq. 2.72 para a tendência total da razão de mistura  $\bar{s}_{[\eta]}$  é reescrita na seguinte forma

$$\frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} = \left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{adv} + \left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{turb} + \left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{con} + \bar{Q}_{[\eta]} + \bar{R}_{[\eta]} \quad (3.48)$$

onde

- $\bar{s}_{[\eta]}$  é a razão de mistura do gás/partícula  $\eta$ ,
- $\frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t}$  é o termo de tendência local,
- $\left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{adv}$  é o termo de advecção na escala resolvida, dado pela Eq. 2.13,
- $\left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{turb}$  é o termo de transporte não resolvido na camada limite planetária, dado pelas Eqs. 2.18 e 2.22,
- $\left( \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \right)_{con}$  é o termo de transporte não resolvido associado às circulações convectivas úmidas e profundas, dado pela Eq. 3.31,
- $\bar{Q}_{[\eta]}$  é o termo fonte associado à queima de biomassa, dado pela Eq. 3.17, e
- $\bar{R}_{[\eta]}$  é o termo sumidouro, dado pela Eq. 3.18.

A atualização da razão de mistura é dada por

$$\bar{s}_{[\eta]}(t + \Delta t) = \bar{s}_{[\eta]}(t) + \frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t} \Delta t \quad (3.49)$$

uma vez que o termo de tendência é obtido como uma média temporal entre  $t$  e  $t + \Delta t$ .

No que segue, faremos algumas descrições típicas dos principais termos que aparecem na equação de transporte de traçadores (Eq. 3.48). A Fig. 3.13 (a) mostra o termo de emissão ( $\bar{Q}_{[\eta]}$ ) associado às queimadas observadas no dia 09 de julho de 1993, no Estado do Mato Grosso, pelo sensor AVHRR. A figura corresponde ao horário de máxima emissão (17:30 UTC) e ao primeiro nível do modelo. São observados valores para a taxa de emissão da ordem de 10000 a 120000 ppb/dia. A parte (b) desta figura, mostra a razão de mistura de monóxido de carbono associado às queimadas e o vento horizontal, ao nível de 69 metros. O vento horizontal adentra a região de fumaça vindo de nordeste e noroeste, convergindo para sudeste, advectando monóxido de carbono para esta direção. A parte (c) mostra o termo de advecção  $\left(\frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t}\right)_{adv}$ , predominantemente associado aos termos horizontais, removendo  $CO$  da região de queimada a taxas da ordem de 200 a 1000 ppb/dia e transportando para a região de confluência do vento.

A Fig. 3.14 mostra o transporte vertical turbulento na camada limite planetária. Esta se refere a evolução temporal (12:00 às 17:30 UTC, do dia 09) de um perfil vertical de 69 a 2400 metros associado às coordenadas  $54^\circ W$  e  $8^\circ S$ . A parte (a) mostra a evolução do coeficiente de difusividade turbulenta vertical, descrevendo o crescimento da camada de mistura, apresentando valores de até  $450 \text{ m}^2/\text{s}$ . A parte (c), às 12:00 UTC, mostra valores de razão de mistura de  $CO$  de até 6 ppb confinado numa altura de aproximadamente 400 m. A parte (b) apresenta o termo de difusão turbulenta  $\left(\frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t}\right)_{turb}$ , descrevendo o transporte vertical para cima do gás acompanhando o crescimento da camada de mistura. À medida que o gás é transportado e homogeneizado dentro da camada, este termo decresce em intensidade. Em resposta a este processo, a parte (c) mostra a evolução do perfil de  $CO$ , apresentando às 17:30 UTC um perfil aproximadamente homogêneo com razão de mistura entre 1.5 e 2 ppb até o nível de 1800 m.

A Fig. 3.15 se refere ao termo de transporte convectivo. A parte (a) mostra a taxa de precipitação convectiva (mm/h) às 17:30 UTC do dia 09, localizando a ocorrência de convecção profunda ao norte de Mato Grosso, próxima às divisas com os Estados do Amazonas e Pará. Estes sistemas possuíam níveis de condensação por levantamento e topo em, aproximadamente, 1500 e 8000 metros acima da superfície, respectivamente. A parte (b), que se refere a uma seção vertical ao longo da latitude  $10^{\circ}\text{S}$ , mostra a camada limite planetária poluída com monóxido de carbono com valores da ordem de 40 ppb, e com uma altura em torno de 1800 a 2000 m. Nota-se também, a ocorrência de focos de queimadas em torno de  $62^{\circ}\text{W}$  e  $55.5^{\circ}\text{W}$ . A parte (c) mostra o termo  $\left(\frac{\partial \bar{s}_{[\eta]}}{\partial t}\right)_{con}$ , associado ao transporte convectivo parametrizado, removendo monóxido de carbono da camada de mistura a taxas de até 600 ppb/dia (não mostrada) e transportando para a média e alta troposferas a taxas de até 200 ppb/dia. A parte (b) mostra, em resposta a este transporte, monóxido de carbono poluindo a troposfera com valores de até 5 ppb ao nível de 6500 m acima da superfície.

Os esquemas numéricos de advecção e difusão do modelo RAMS 3b são aproximadamente conservativos, porém não são positivo-definidos, e podem levar a razões de mistura negativas em situações de fontes localizadas, como é o caso do presente trabalho. Desta forma, se faz necessário um ajuste de massa eliminando possíveis razões de misturas negativas. Isto é realizado na seguinte forma, após a atualização expressa na Eq. 3.49,

$$\bar{s}_{[\eta]} = f_{[\eta]} \max(\bar{s}_{[\eta]}, 0) \quad (3.50)$$

onde o fator homogêneo de correção do excesso de massa,  $f_{[\eta]}$ , é dado por

$$f_{[\eta]} = \frac{\iiint_{\text{todo volume}} \bar{s}_{[\eta]} \rho_0 dV_{true}}{\iiint_{\text{todo volume}} \max(\bar{s}_{[\eta]}, 0) \rho_0 dV_{true}}.$$

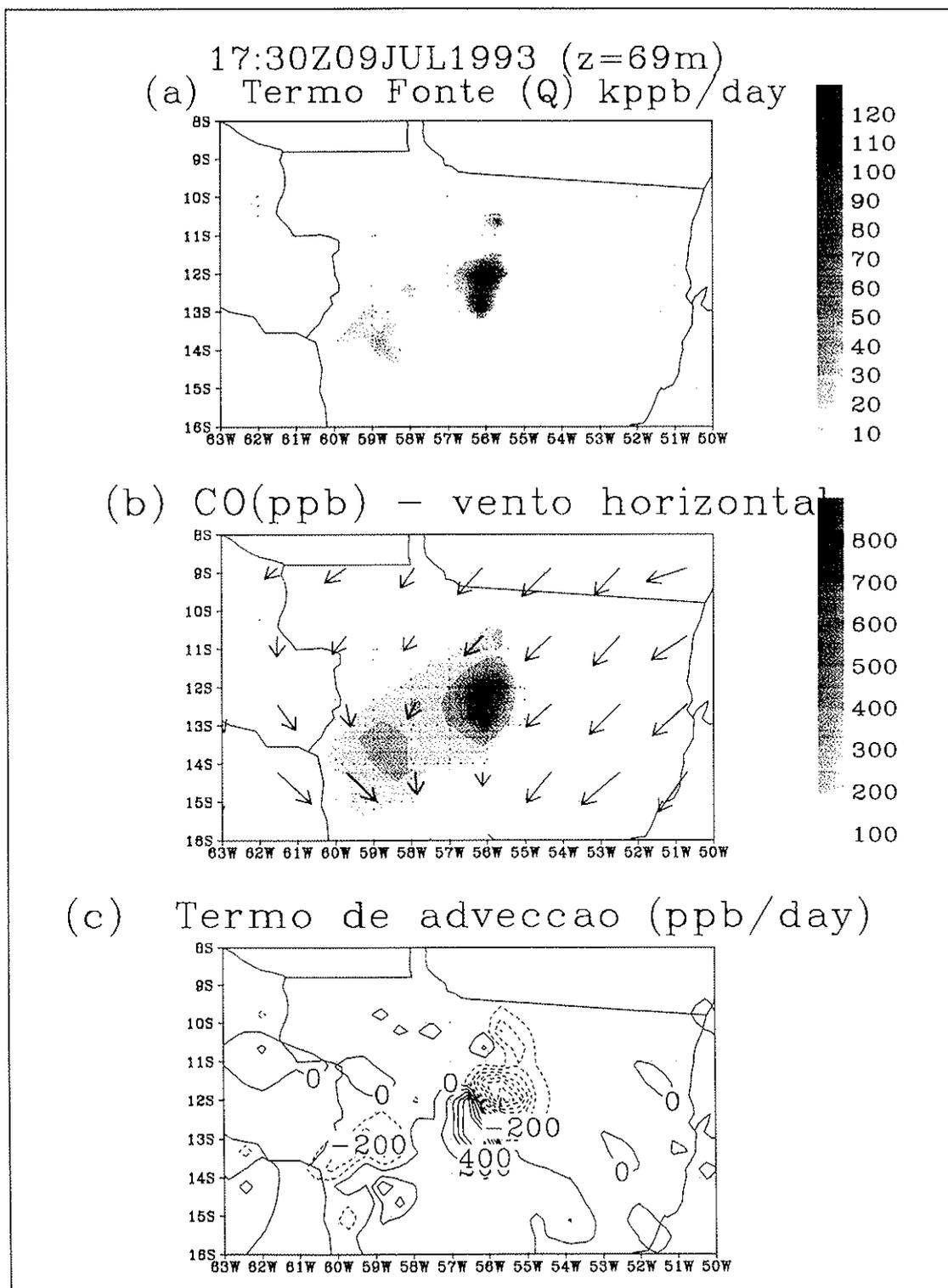


Figura 3.13: (a) Termo de emissão ( $Q_{[m]}$ ) de monóxido de carbono associado a queimadas no dia 09 de julho de 1993 no Estado do Mato Grosso. (b) Razão de mistura de CO e vento horizontal. (c) Termo de advecção da equação de transporte.

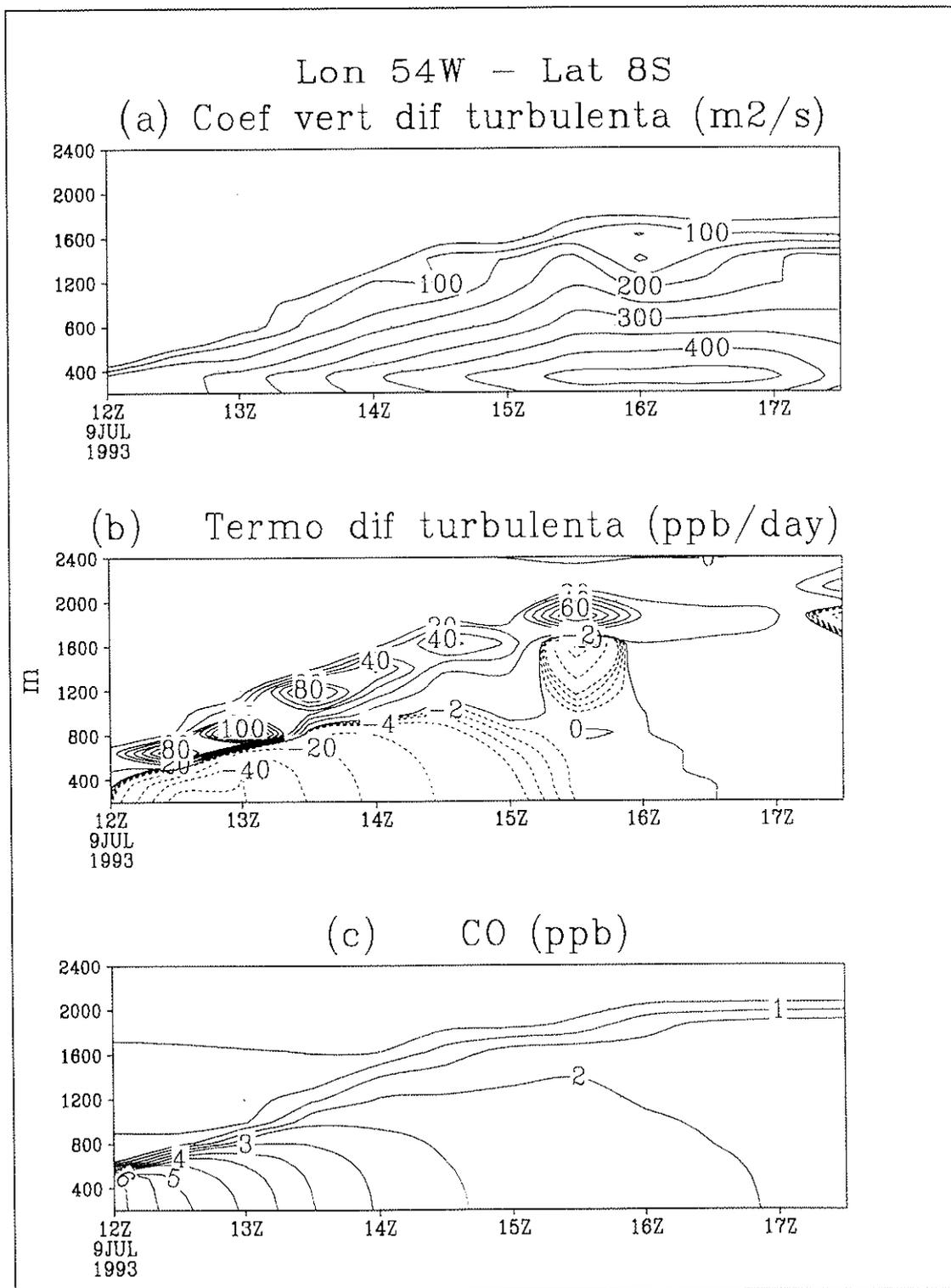


Figura 3.14: (a) Evolução temporal do perfil vertical do coeficiente de difusividade turbulenta vertical, m<sup>2</sup>/s, no ponto de coordenadas 54°W e 8°S. (b) Termo de difusão turbulenta na camada limite planetária da equação de transporte. (c) Evolução da razão de mistura de monóxido de carbono dentro da camada limite planetária.

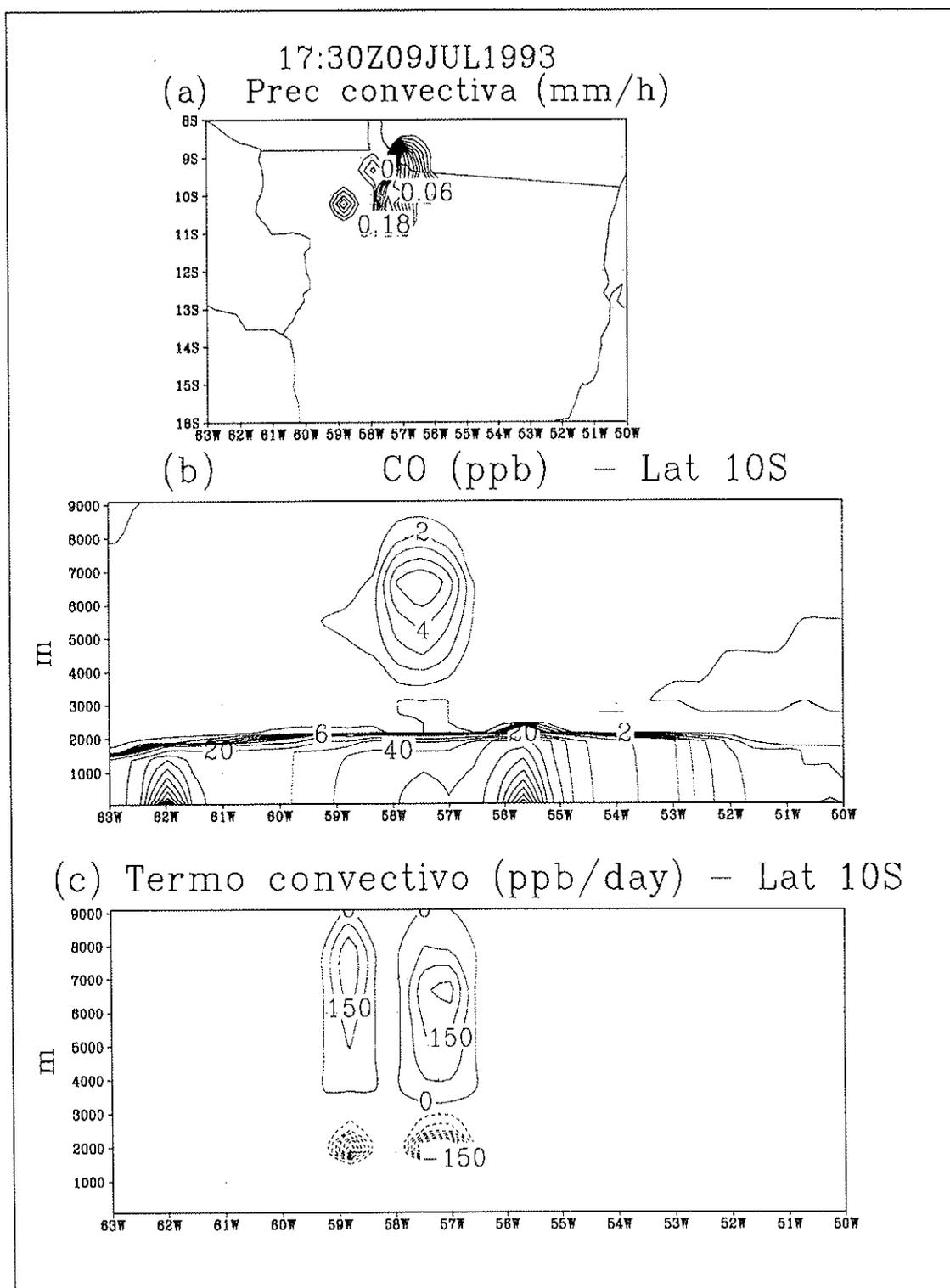


Figura 3.15: (a) Taxa de precipitação convectiva associada a convecção profunda. (b) Seção vertical ao longo da latitude 10°S da razão de mistura de monóxido de carbono. (c) Termo de transporte convectivo da equação de transporte, associado às circulações convectivas parametrizadas.

## 3.6 Estudo do transporte por meio de cálculo de trajetórias de parcelas de ar.

Nesta seção é apresentado um método de cálculo de trajetórias cinemáticas que leva conta os efeitos sub-grade da convecção úmida e profunda na velocidade vertical da parcela de ar.

### 3.6.1 Trajetórias cinemáticas convectivas

Uma outra forma de estudar o transporte de traçadores por massas de ar é por intermédio do cálculo de trajetórias, utilizando o campo de vento na escala resolvida  $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ . Isto é realizado a partir da seguinte integração

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(t_0) + \int_{t_0}^t (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) dt' \quad (3.51)$$

onde  $\vec{r}(t)$  é a posição da parcela de ar no tempo  $t$ , partindo da posição  $\vec{r}(t_0)$  no tempo  $t_0$  e sendo transportada pelo campo de vento médio  $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ . Este método que utiliza somente a velocidade do vento para a obtenção da trajetória, é conhecido como cinemático. Neste ponto novamente nos defrontamos com o a questão das escalas resolvidas. Em analogia à parametrização de cumulus, em situações convectivas, os efeitos da convecção na velocidade vertical deveriam ser levados em conta, de modo que uma parcela de ar penetrando esta região possa ser transportada verticalmente até o topo das nuvens. O termo de aquecimento convectivo, dado pela parametrização de cumulus, intensifica a velocidade vertical na escala resolvida numa tentativa de contabilizar o efeito da convecção. No entanto, como será mostrado adiante, a intensidade não é suficiente em cálculos de trajetórias cinemáticas em situações altamente convectivas. O método proposto neste trabalho reforça o efeito da convecção úmida na velocidade vertical na escala resolvida, de modo que as parcelas de ar possam ser transportadas verticalmente até o topo da convecção, numa escala de tempo mais consonante com a curta escala dos sistemas convectivos. Isto é realizado, utilizando o método 'top-hat' e assumindo que a velocidade vertical para o cálculo das trajetórias seja dada por

$$\bar{w}_{conv\_traj} = a\bar{w}_c^c + (1 - a)\bar{w}, \quad (3.52)$$

onde  $\bar{w}$  é a velocidade vertical na escala resolvida fornecida pelo modelo atmosférico,  $\bar{w}_c^c$  é a velocidade vertical na região da nuvem dada por 3.35 e  $a$  é a fração de área coberta por nuvem, dada por 3.38. Com este método, podemos calcular as trajetórias de parcelas de ar na seguinte forma

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(t_0) + \int_{t_0}^t (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}_{conv\_traj}) dt' \quad (3.53)$$

referidas como trajetórias cinemáticas convectivas. A próxima seção mostra uma aplicação deste método.

### 3.6.2 Uma aplicação do método

Neste ponto, nos antecipamos ao capítulo 4 para apresentar em detalhes este método. Como já referido no capítulo 1, este método é baseado no modelo de trajetórias desenvolvido na Universidade de São Paulo (Freitas et al., 1996 [30]; Longo et al., 1999 [49]; Longo, 1999 [50]), o qual é um modelo 3-D cinemático acoplado ao modelo atmosférico RAMS. O período de 12 a 19 de julho de 1993 é estudado, com uma simulação utilizando o RAMS (detalhes da configuração do modelo são descritos no capítulo 4). Para o cálculo de trajetórias, os campos de vento ( $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ ) e informações convectivas ( $LCL$ ,  $CT$ ,  $a$  e  $\bar{w}_c^c$ ) simuladas pelo modelo são salvas a cada 2 horas de simulação.

Uma vez que todos os campos de vento e informações convectivas estão disponíveis, o modelo de trajetórias pode gerar trajetórias em dois modos: não convectivo, onde somente os campos de vento da escala resolvida são utilizados (Eq. 3.51); ou convectivo, onde as equações 3.52 e 3.53 são utilizadas.

Considere o conjunto de trajetórias forward inicializadas em torno do ponto com coordenadas  $6^\circ\text{S}$  e  $60^\circ\text{W}$  a 1000 m acima da superfície, às 18:00 UTC do dia 12 de julho. As figuras 3.16 e 3.17 mostram estas trajetórias calculadas nos modos não-convectivo e convectivo, respectivamente. A escala de cores representa a altura acima do nível médio do mar da parcela de ar (em  $km$ ) e cada ponto negro sobre a trajetória representa 24 horas de integração. (Notar na Fig. 3.16 que as trajetórias passam sobre os Andes que no modelo estão suavizados, neste domínio, para um altitude máxima em torno de 2 a 2.5  $km$ ). O sub-grupo de trajetórias mais a sudeste atinge uma região com convecção úmida em 6 horas

de integração, conforme indica a Fig. 3.18 , que mostra a taxa de precipitação convectiva ( $mm/h$ ) às 00 UTC do dia 13. As figuras 3.19 e 3.20 mostram a altura do nível de condensação por levantamento e o topo nuvem, respectivamente. Como pode ser visto, o  $LCL$  e o  $CT$  estavam em torno de 800 e 8000 m acima da superfície, respectivamente. Em resposta ao movimento vertical intenso presente nesta região, as trajetórias convectivas (Fig. 3.17) possuem um movimento vertical para cima até atingirem o topo da nuvem. A duração deste transporte é em torno de 10 horas, com um deslocamento vertical de aproximadamente 7000 m, o que corresponde a uma velocidade vertical média, na escala resolvida de 19 cm/s. Na escala da nuvem, esta velocidade representa um velocidade ascendente média,  $\overline{w}_c^c$ , em torno de 9.5 m/s. Durante este período o maior valor da velocidade vertical na escala resolvida do modelo,  $\overline{w}$ , foi de 2 cm/s, permanecendo, no entanto, invariavelmente menor que 1 cm/s. Após atingir o topo do sistema convectivo, as parcelas de ar permanecem em torno deste nível, sendo apenas aproximadamente advectadas pelo vento horizontal para a direção sudeste. Por volta das 21:00 UTC do dia 15, dois anticiclones se formam em torno da latitude  $8^\circ S$  sobre a América do Sul, permanecendo até o dia 19. A Fig. 3.21 mostra a configuração dos dois anticiclones às 3:00 UTC do dia 16, em torno de 8000 m acima da superfície. A partir deste momento, as trajetórias convectivas passam a seguir o escoamento anticiclônico.

Por outro lado, (Fig. 3.16) as parcelas de ar sendo transportadas somente pelo velocidade vertical do modelo,  $\overline{w}$ , a qual foi no máximo 2 cm/s, tem seu movimento dominado pela advecção horizontal, o qual remove as parcelas de ar da área convectiva antes que elas possam chegar ao topo da nuvem. A Fig. 3.22 apresenta as linhas de corrente do campo de vento às 18:00 UTC do dia 13 e a 1000 m acima da superfície, 24 horas após o início da integração. As configurações do campo de vento nos níveis de 2000 a 3000 m (não mostrados) são similares a este, justificando a configuração das trajetórias não-convectivas mostradas na Fig. 3.16.

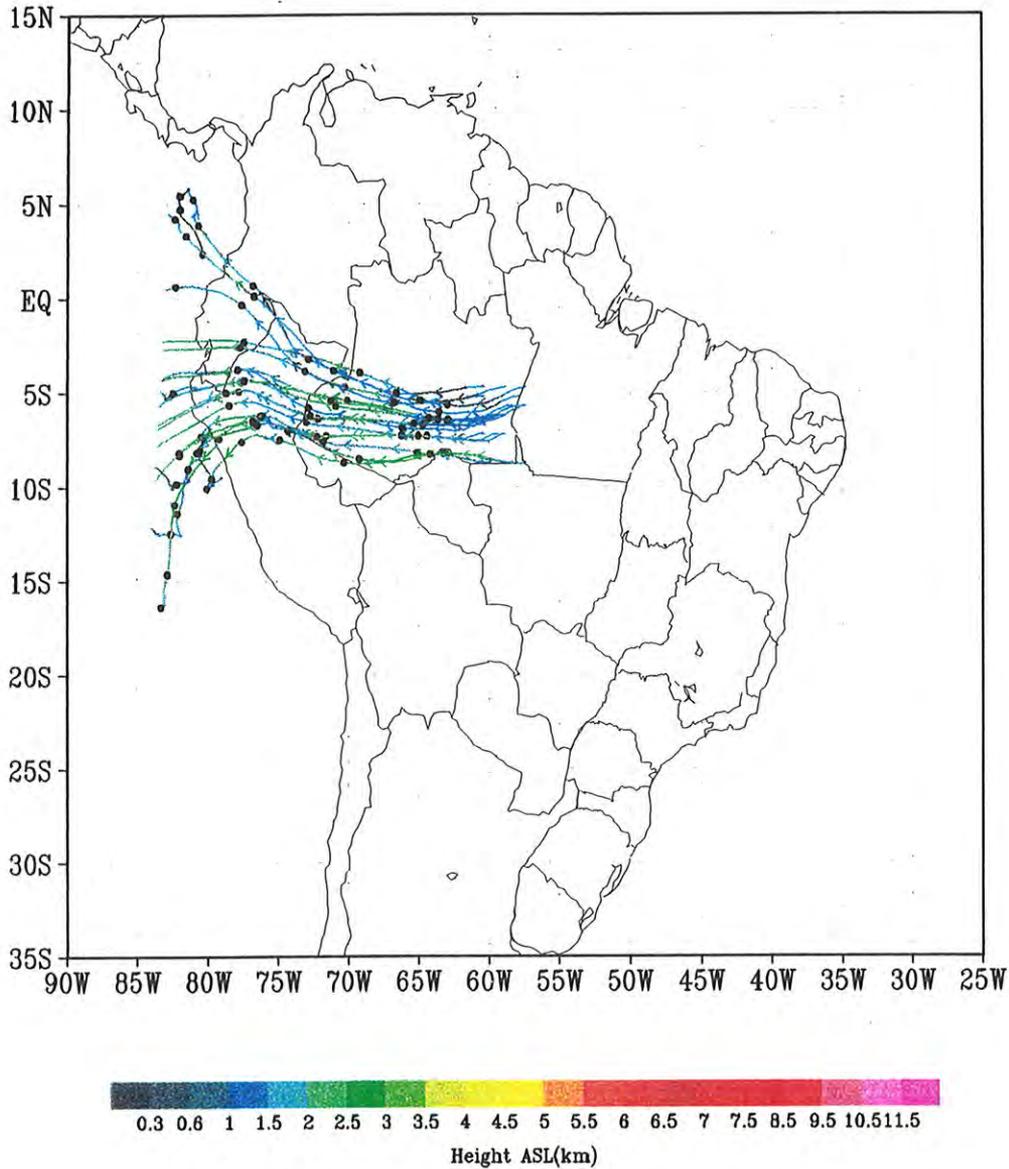


Figura 3.16: Trajetórias forward calculadas no modo não-convectivo, utilizando como velocidade vertical apenas a fornecida pelo modelo, na Eq. 3.51. A escala de cores representa a altura acima do nível médio do mar da parcela de ar (em km) e cada ponto negro sobre a trajetória, 24 horas de integração.

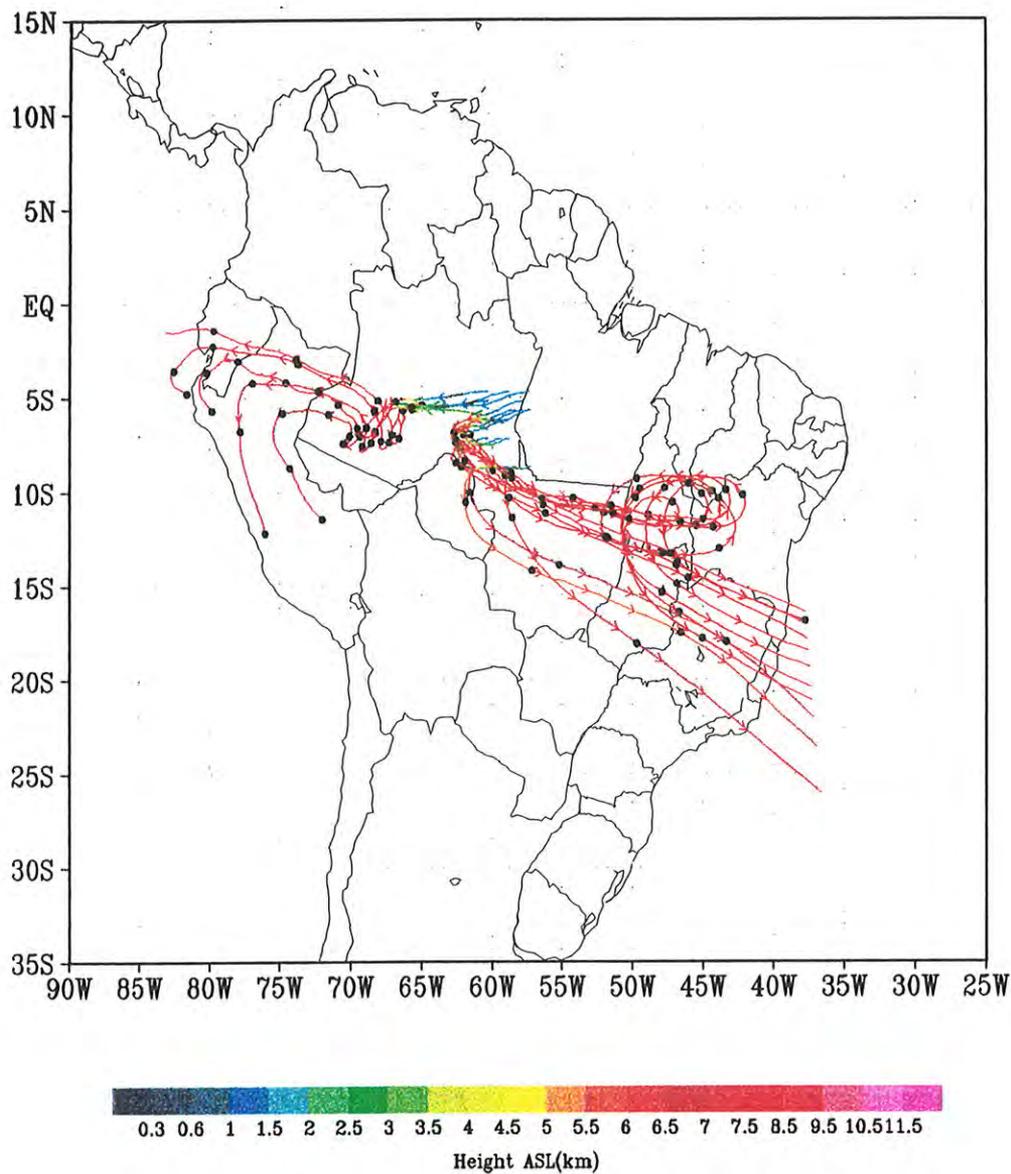


Figura 3.17: Trajetórias forward calculadas no modo convectivo, utilizando as Eqs. 3.52 e 3.53. A escala de cores representa a altura acima do nível médio do mar da parcela de ar (em km) e cada ponto negro sobre a trajetória, 24 horas de integração.

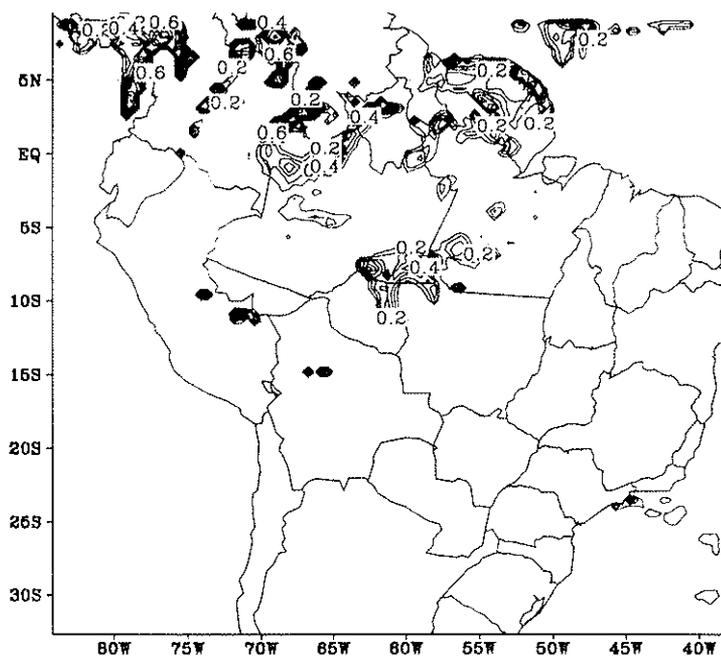


Figura 3.18: Taxa de precipitação convectiva (mm/h) às 00 UTC do dia 13 de julho de 1993.

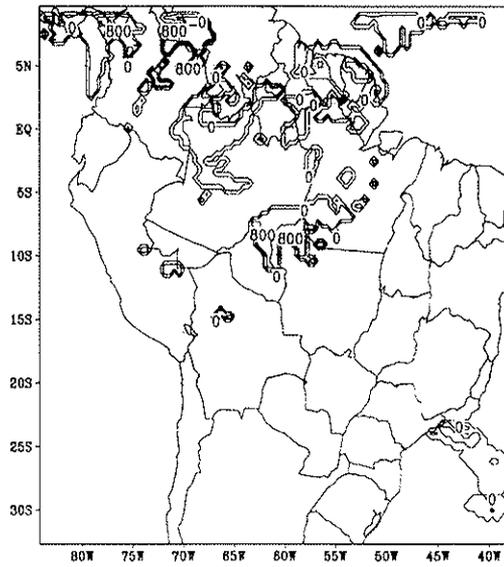


Figura 3.19: Altura acima da superfície do nível de condensação por levantamento às 00 UTC do dia 13 de julho de 1993.

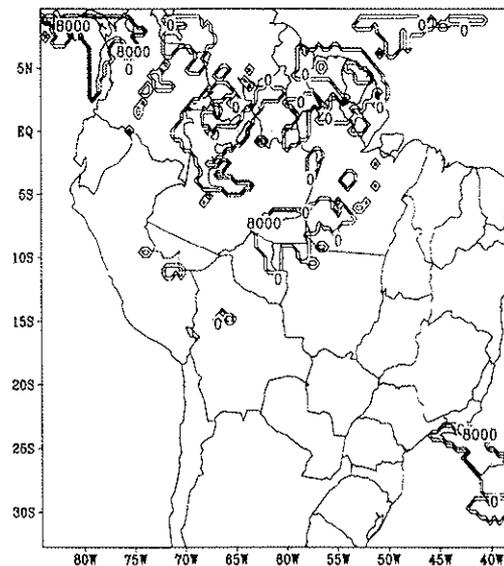


Figura 3.20: Altura acima da superfície do topo da nuvem às 00 UTC do dia 13 de julho de 1993.

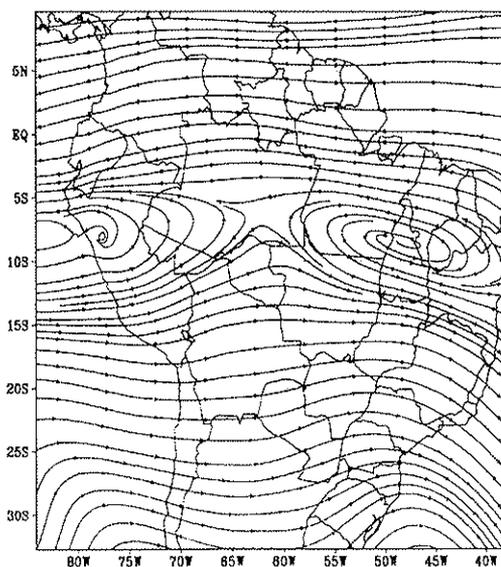


Figura 3.21: Anticiclones sobre a América do Sul às 00 UTC do dia 16 de julho de 1993, ao nível de 8000 m acima da superfície.

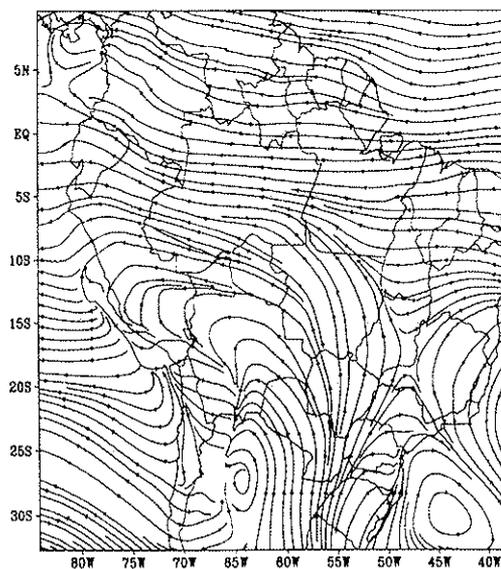


Figura 3.22: Linhas de corrente do campo de vento horizontal às 18:00 UTC do dia 13 de julho de 1993, a um nível de 1000 m acima da superfície.

## Capítulo 4

# Estudo de caso: Julho de 1993 - Parte I : Análise observacional e calibração do modelo RAMS

Neste capítulo e no próximo descreveremos um estudo de caso empregando a metodologia descrita no capítulo anterior. O período analisado corresponde aos dias 08 a 22 de julho de 1993.

### 4.1 Queimadas no cerrado e floresta da América do Sul observadas no período

Segundo o Cimanálise (1993) foram detectados no Brasil, 19850 pontos de queimada pelo sensor AVHRR da série de satélites NOAA. A distribuição dos focos de fogo por Estados no Brasil foi: Mato Grosso - 7925, Tocantins - 2065, Goiás - 2005, Mato Grosso do Sul - 1625, Minas Gerais - 1495, e Maranhão - 1384, representando 83% do total observado. Através do mapa de vegetação do IBGE (1987), determinou-se que 73% dos focos de incêndio ocorreram em regiões de cerrado. A Fig. 4.1 mostra a distribuição do focos detectados em todo o mês de julho.

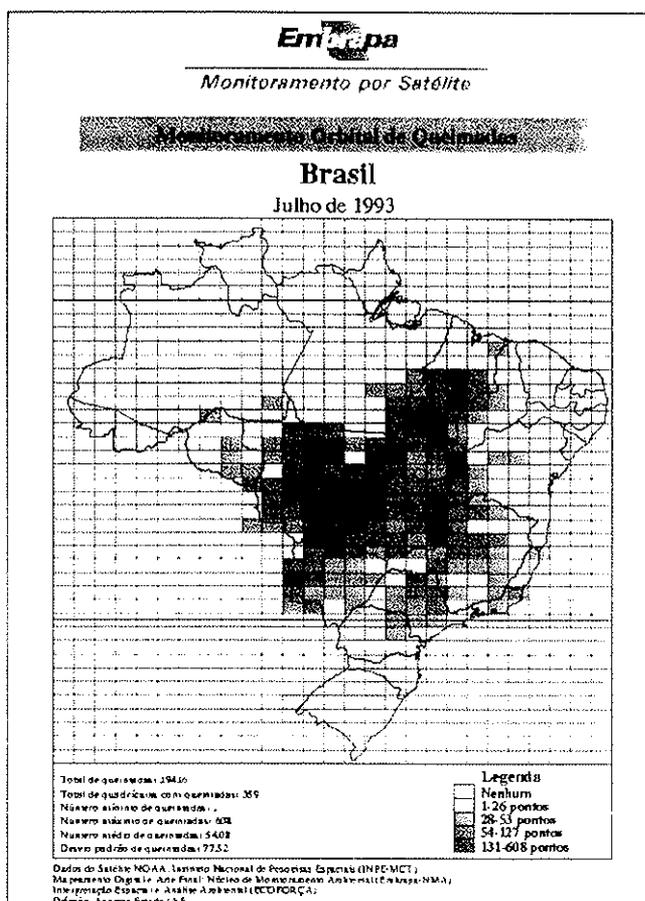


Figura 4.1: Distribuição espacial da ocorrência de queimadas no Brasil durante o mês de julho de 1993. Os créditos da imagem aparecem abaixo.

As Figs. 4.2 e 4.3 mostram os focos de queimadas detectados nos dias 12 e 15 de julho, na hora da passagem do satélite. Estes mapas fazem parte do conjunto assimilado pelo modelo RAMS para definição das posições das fontes emissoras de gases/partículas nos dias correspondentes da simulação numérica.

## 4.2 Descrição sinótica do período

Segundo a mesma edição do Climanálise (1993), o mês de julho se caracterizou pelas condições típicas de inverno. A convecção tropical esteve deslocada para o norte desta região. O mês de julho apresentou quatro penetrações de massas de ar frio ocorrendo na retaguarda de sistemas frontais. Estas ocorrências

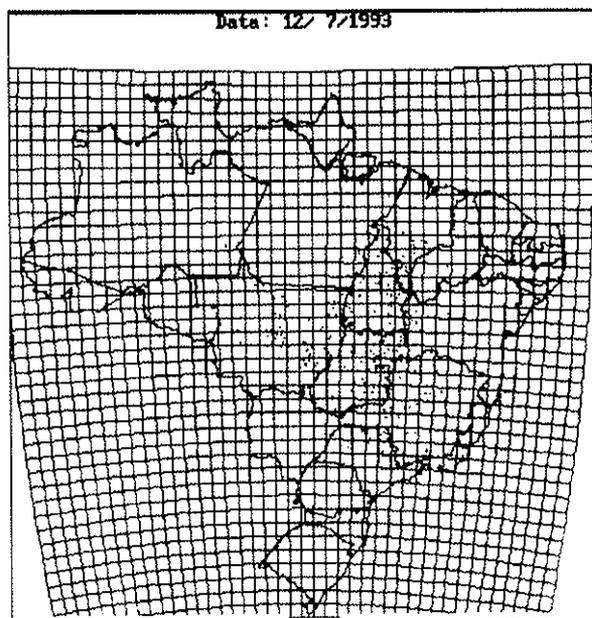


Figura 4.2: Focos de queimadas detectados pelo sensor AVHRR da série de satélites NOAA, no dia 12 de julho de 1993. Dados cedidos pela Divisão de Satélites Ambientais, INPE.

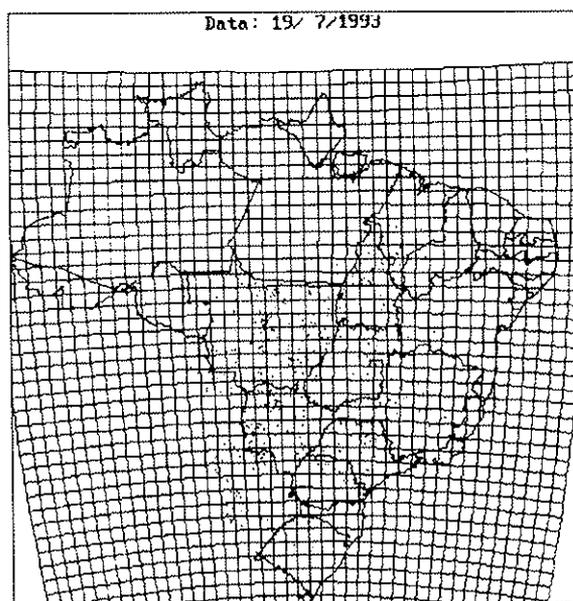


Figura 4.3: Focos de queimadas detectados pelo sensor AVHRR da série de satélites NOAA, no dia 19 de julho de 1993. Dados cedidos pela Divisão de Satélites Ambientais, INPE.

provocaram episódios de geada e forte precipitação na região Sul e moderada e fraca precipitação no litoral do Sudeste. O período estudado (08 a 22) envolveu a ocorrência duas de penetrações de sistemas frontais, centradas nos dias 08 e 13, aproximadamente.

A Fig. 4.4 apresenta imagem de satélite no infravermelho às 23:30 UTC do dia 09, mostrando a posição da frente fria, passando sobre os Estados do Mato Grosso do Sul e São Paulo. A convecção sobre a Amazônia está deslocada para norte do Equador. A Fig. 4.5 apresenta imagem de satélite no infravermelho às 23:00 UTC do dia 12, mostrando a posição da frente fria. Neste dia a convecção tropical também ocorreu abaixo do Equador. Observa-se ao norte a ocorrência de convecção associada à ZCIT (Zona de Convergência Intertropical).

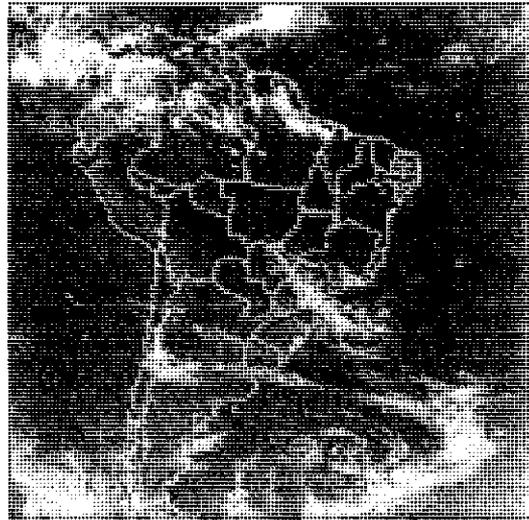


Figura 4.4: Imagem no infravermelho às 23:30 UTC do dia 09 de julho de 1993.

A Fig 4.6 (a) mostra a variação da temperatura em 925 mb ao longo da longitude  $60^{\circ}$  W, obtida a partir de dados das Reanálises do NCEP, indicando a penetração do sistema frontal. Observa-se que a massa de ar frio associada ao evento ocorrido em torno do dia 13, atinge latitudes ao norte de  $10^{\circ}$  S. A parte (b) mostra a umidade relativa, indicando que a massa de ar possuía valores da ordem de 20 a 40%.

As Figs. 4.7 (a) e (b) mostram as configurações dos campos de temperatura e do vento horizontal às 00 UTC do dia 15, em 925 mb. Observa-se a penetração



Figura 4.5: Imagem no infravermelho às 23:00 UTC do dia 12 de julho de 1993.

da frente em regiões de latitudes ao norte de  $10^{\circ}$  S, levando ar frio e seco para a região amazônica. O campo de vento apresenta uma linha de convergência ao longo da direção NW a SE e ao Sul apresenta um formação ciclônica.

A penetração da frente fria na região amazônica, provoca uma inibição da convecção local, reduzindo sua ocorrência espacial e temporal. A Fig. 4.8 mostra a imagem no infravermelho às 00 UTC do dia 15, na qual se observa uma linha de convecção na amazônia associada à convergência gerada pela penetração da frente, e convecção sobre o oceano no litoral sudeste do Brasil, mostrando a circulação ciclônica do campo de vento.

A circulação atmosférica média no período é apresentada na Fig. 4.9, obtida a partir de uma média temporal no período de 08 a 22/julho, nos níveis de 850, 700, 500 e 300 mb. A ocorrência dos dois anticiclones subtropicais (no Atlântico e Pacífico) é observada em todos os níveis verticais. Em 850 mb, a circulação apresenta uma convergência na região da ZCIT, ao norte de  $10^{\circ}$  S o fluxo é predominantemente zonal de leste e ao sul de  $40^{\circ}$  S, é predominantemente zonal de oeste. Os Andes formam uma barreira às circulações de leste, entre  $40^{\circ}$  S e  $10^{\circ}$  S, provocando um desvio para sul e uma convergência em torno da latitude  $30^{\circ}$

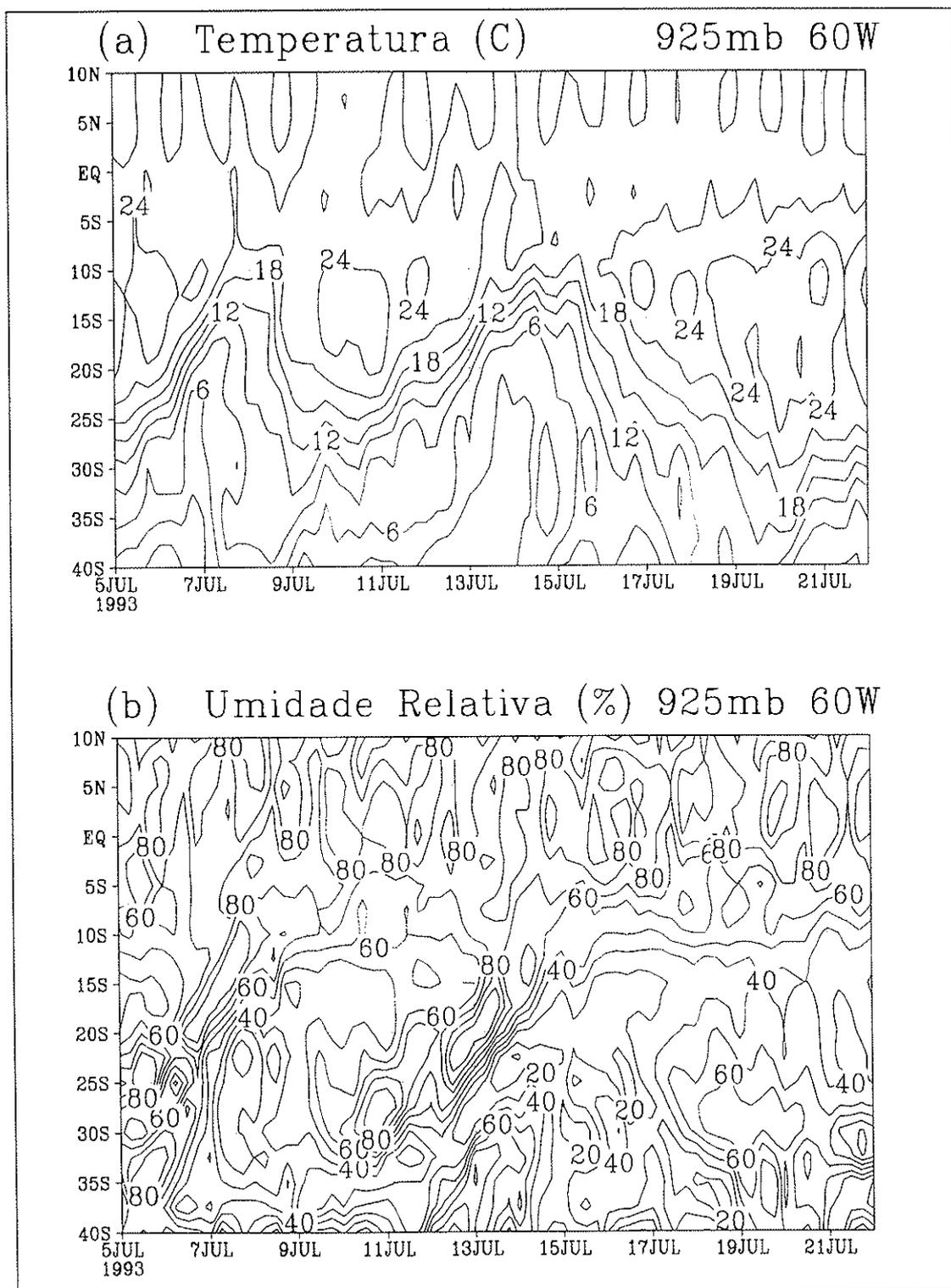


Figura 4.6: (a) Evolução da temperatura em 925 mb ao longo da longitude 60 W. (b) Evolução da umidade relativa.

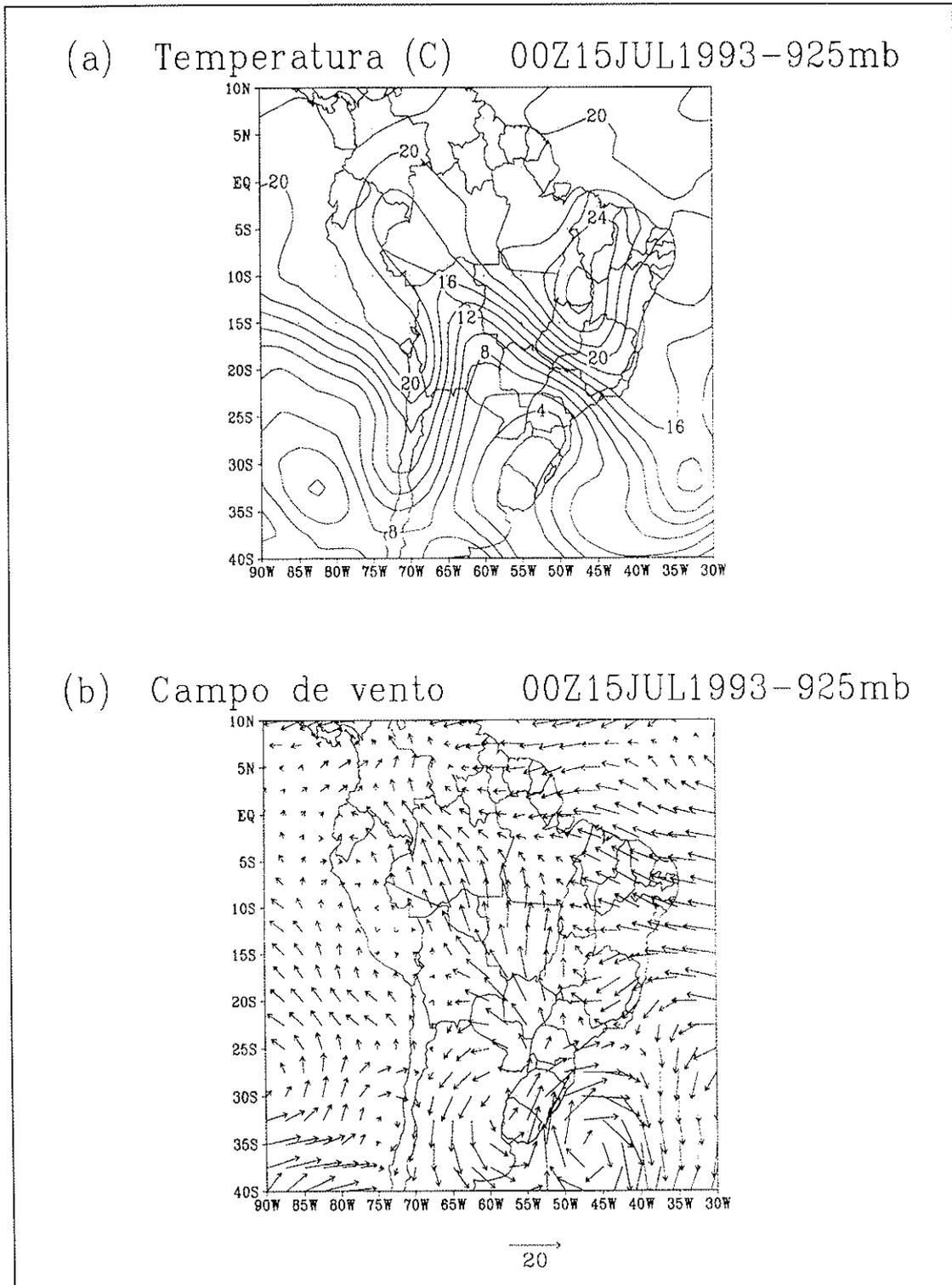


Figura 4.7: (a) Temperatura às 00 UTC do dia 15 de julho de 1993, em 925 mb. (b) Campo de vento horizontal associado. Dados obtidos a partir de Reanálises do NCEP.

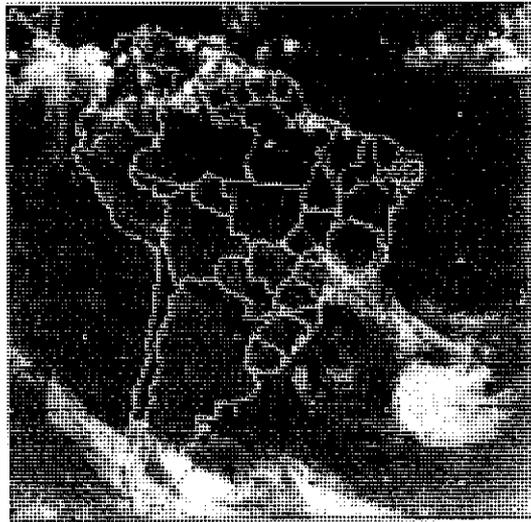


Figura 4.8: Imagem no infravermelho às 00 UTC do dia 15 de julho de 1993.

S. O par de anticiclones aparece ao longo da latitude  $25^{\circ}$  S. Em 300 mb, a circulação é predominantemente zonal de oeste, com o par de anticiclones ocorrendo ao longo da latitude  $5^{\circ}$  S. O centro do anticiclone no Atlântico, apresenta uma oscilação entre o continente e o oceano (não mostrado), apresentando períodos de forte recirculação do ar continental, quando este centro penetra o continente. Podendo, assim, ter um efeito importante no transporte de produtos de queimadas transportados verticalmente para este nível, pelos sistemas convectivos presentes na região Amazônica. Esse efeito será discutido adiante.

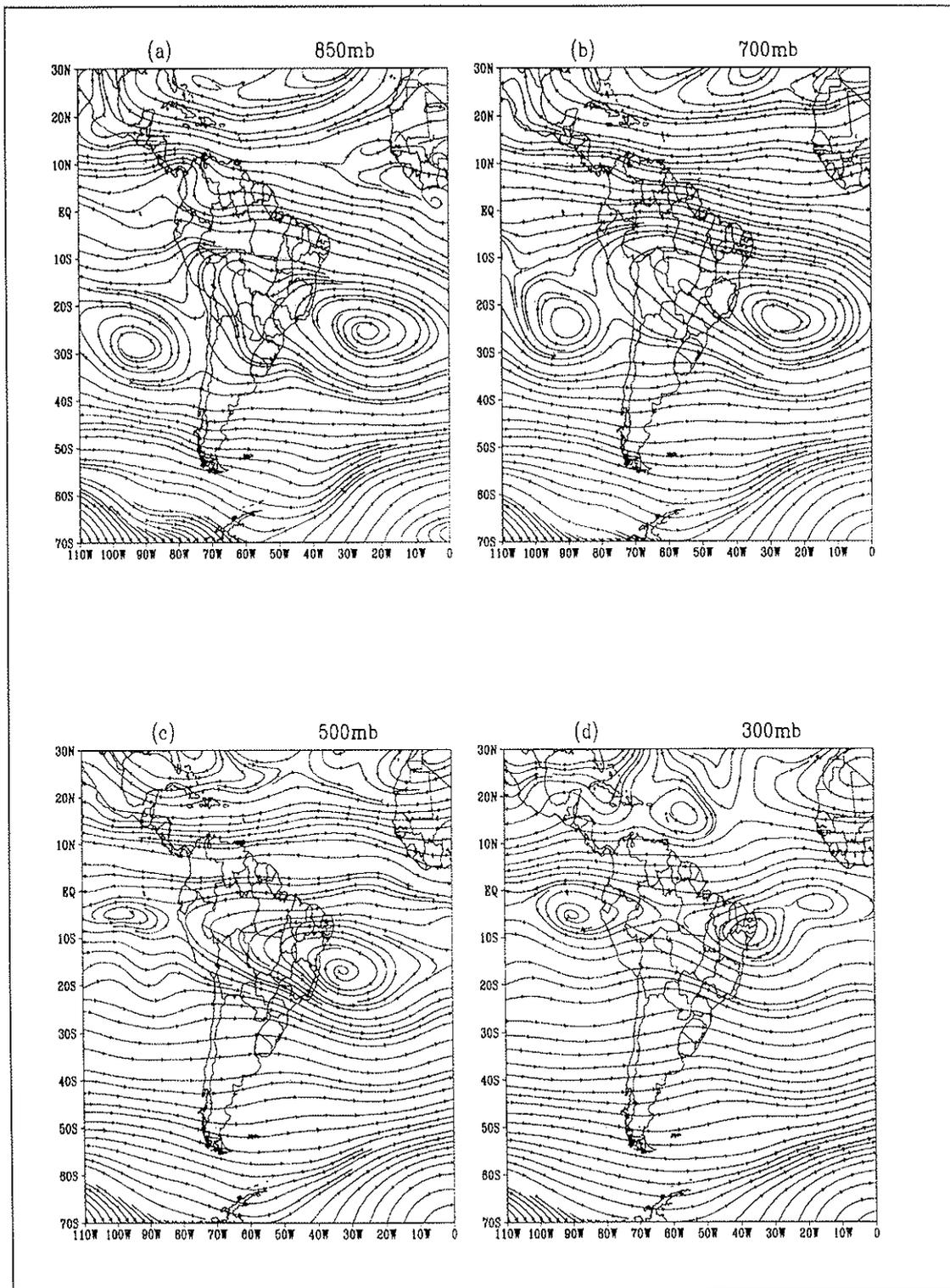


Figura 4.9: Média temporal do campo de vento horizontal no período de 08 a 22 de julho de 1993, obtida apartir dos dados das Reanálises do NCEP.

### 4.3 Alguns dados observacionais de microescala em floresta e cerrado da América do Sul

Martin et al., (1988) [56] descrevem a estrutura e o crescimento da camada limite na região de floresta da Amazônia utilizando medidas realizadas durante o experimento ABLE 2A (Harris et al., 1988) [36], ocorrido na estação seca de 1985. O experimento teve como base a região de Manaus ( $2^{\circ}S$ ,  $60^{\circ}W$ ). A campanha se realizou sob condições típicas do início da estação seca, com fraca atividade convectiva. O conjunto de dados foi obtido utilizando perfilamento com balão cativo, radiosondas, com instrumentação a bordo de aviões e medidas de fluxos turbulentos e de variáveis meteorológicas em torres. O objetivo principal do experimento foi obter uma descrição precisa da camada de mistura numa única localização dentro da floresta e obter uma estimativa da representatividade deste perfil para regiões maiores da bacia Amazônica. Do conjunto de medidas, foram selecionadas aquelas correspondentes a dias com condições típicas da estação seca a fim de se obter uma descrição média. A Fig. 4.10 mostra a evolução da camada de mistura e dos fluxos de energia, associados aos dias selecionados. Um rápido crescimento da altura da camada de mistura é observado nas 5 primeiras horas da manhã, atingindo às 11:30 HL uma altura de 1050 m acima no nível médio do mar (ANMM), com taxas de crescimento de até 4.9 cm/s. Após este horário, a taxa de crescimento torna-se muito menor, fazendo com que a camada de mistura atinja o valor final em torno 1200 m ANMM às 17:00 HL. A camada noturna estável apresenta uma altura média de 250 m ANMM.

Os valores máximos dos fluxos de calor latente e sensível são da ordem de  $400W/m^2$  e  $100W/m^2$ , respectivamente, com uma razão de Bowen em torno de 0.25. Observações realizadas a bordo de avião, sugeriram que estas características obtidas pontualmente são representativas de áreas maiores da bacia Amazônica.

David et al., (1988) [27] descrevem com maiores detalhes as medidas de fluxos de energia acima do dossel da floresta realizadas durante o ABLE 2A. No período de 25/07 a 05/08, o fluxo de calor sensível apresentou amplitudes variando entre 100 e  $200W/m^2$ , enquanto que o fluxo de calor latente esteve entre 250 e  $450W/m^2$ . A Fig. 4.11 mostra a média horária do balanço de energia acima do dossel deste período, em níveis de 39 e 45 metros. Valores máximos de fluxos de



calor sensível e latente de  $100\text{W}/\text{m}^2$  e  $300\text{W}/\text{m}^2$ , respectivamente, podem ser observados, com razão de Bowen em torno de 1/3.

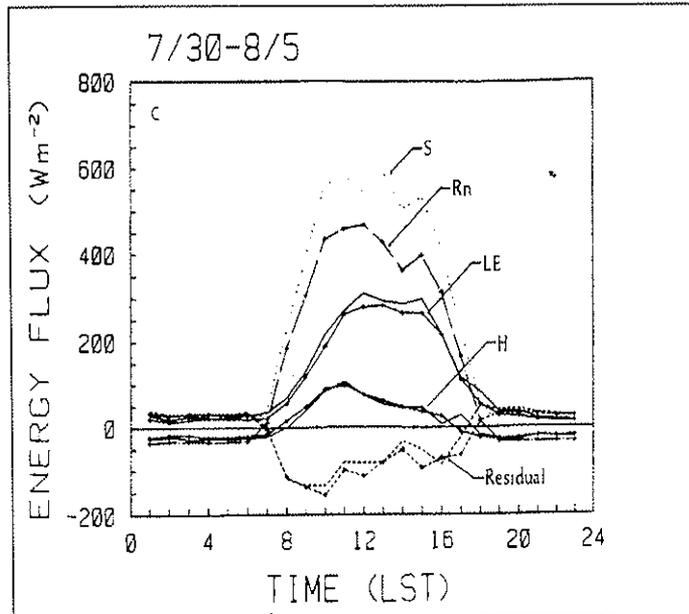


Figura 4.11: Balanço de energia acima do dossel de floresta na Amazônia (média horária do período de 30/julho a 5/agosto). Radiação solar, S: Saldo de radiação, Rn: Fluxo de calor latente a 39 e 45m; LE: Calor Sensível a 39 e 45m, H: Resíduo a 39 e 45m ( $H+LE-Rn$ ). Figura extraída de David et al. (1988).

Nesta década várias campanhas meteorológicas ocorreram na região Amazônica. O RBLE (Rondonia Boundary Layer Experiment) consistiu de três campanhas realizadas no período de 1992-94 com o objetivo de compreender como a camada limite atmosférica se desenvolve em áreas cobertas com pastagem e floresta. O RBLE 2 foi realizado durante o mês de julho de 1993 e o RBLE 3 durante o mês de agosto de 1994, ambos nas proximidades da cidade de Ji-Paraná, em Rondônia. Os principais resultados obtidos nestes experimentos são descritos em Fisch (1996) [25] (RBLE 2 e 3) e Nobre et al., (1996) [64] (RBLE 2). Para o RBLE 2, Fisch descreve valores de temperatura à superfície oscilando entre  $32^{\circ}$  e  $17^{\circ}\text{C}$  para a pastagem e  $32^{\circ}$  e  $21^{\circ}\text{C}$  para a floresta, observados durante a campanha. Máximos de radiação solar oscilaram em torno de  $800$  a  $850\text{W}/\text{m}^2$ . Sendo comum, em pastagem, a umidade relativa chegar a 30%. A Fig. 4.12 descreve

os resultados obtidos por Fisch para a evolução da camada limite atmosférica, a partir da composição média de valores observados no RBLE 2. Para a área de pastagem observa-se uma evolução rápida da camada de mistura nas primeiras horas da manhã, chegando a uma altura de 1600 m às 11:00 HL, com um crescimento a uma taxa menor após este horário e atingindo uma altura final de 2200 m às 17:00 HL. A floresta apresenta uma taxa de crescimento e alturas menores. Às 11:00 HL, a camada de mistura atinge uma altura de aproximadamente 600 m, a apresenta uma altura no final da tarde em torno de 1250 m. Já a camada limite noturna apresenta profundidades máximas em torno de 240 m e 385 m para pastagem e floresta, respectivamente, às 5:00 HL. Segundo Nobre et al., as diferenças observadas na camada limite noturna podem estar associadas aos valores de rugosidade aerodinâmica, com a floresta apresentando maior turbulência mecânica e, assim, induzindo uma difusão vertical mais profunda. As diferenças apresentadas na camada de mistura estão associadas ao fluxo de calor sensível maior da área com pastagem, mas podendo também ter uma contribuição significativa devido a circulações térmicas secundárias associadas à contrastes de superfícies (pastagens alternando com florestas) próximas aos locais de medidas.

Rocha et al., (1996) [72] apresentam valores de fluxos turbulentos de calor sensível e latente obtidos no RBLE 2. Durante o período de 3 a 6 de julho de 1993, foram observados em região de floresta, valores máximos de fluxo de calor sensível em torno de 150 e  $100W/m^2$ , enquanto que o calor latente apresentou valores máximos de aproximadamente 650 e  $500W/m^2$ .

Fluxos de energia obtidos durante o RBLE 3 estão descritos em Fisch (1996) [25]. As figuras 4.13 e 4.14 apresentam a evolução diurna dos componentes do balanço de energia em floresta e pastagem (SHF representa o fluxo de calor sensível para o solo e B a energia armazenada na biomassa), respectivamente.

O saldo de radiação (não mostrado) apresenta um máximo em torno de  $800W/m^2$ . Os valores máximos dos fluxos de calor latente e sensível em floresta foram  $349W/m^2$  e  $85W/m^2$ , respectivamente, apresentando uma razão de Bowen em torno de 0.25. Para a pastagem, estes valores foram  $204W/m^2$  e  $115W/m^2$ , com razão de Bowen aproximadamente 1.8. A evolução da camada

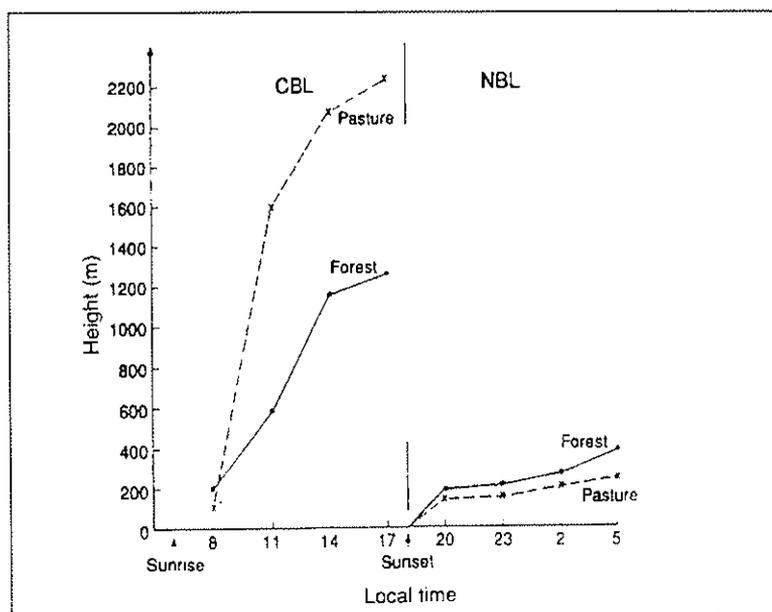


Figura 4.12: Evolução da altura da camada limite baseada numa composição de dados observados durante o RBLE 2. Figura extraída de Nobre et al., (1996).

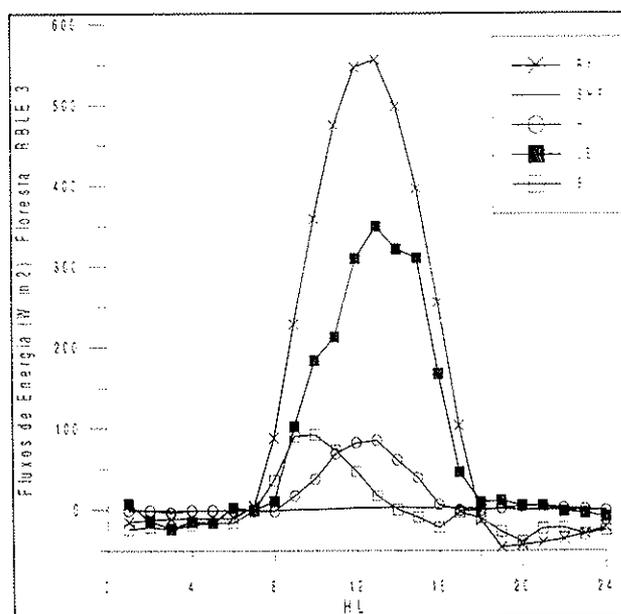


Figura 4.13: Componentes do balanço de energia em floresta durante o experimento RBLE 3. Valores representam médias horárias obtidas com a composição dos dias 13 a 24 de agosto de 1994.

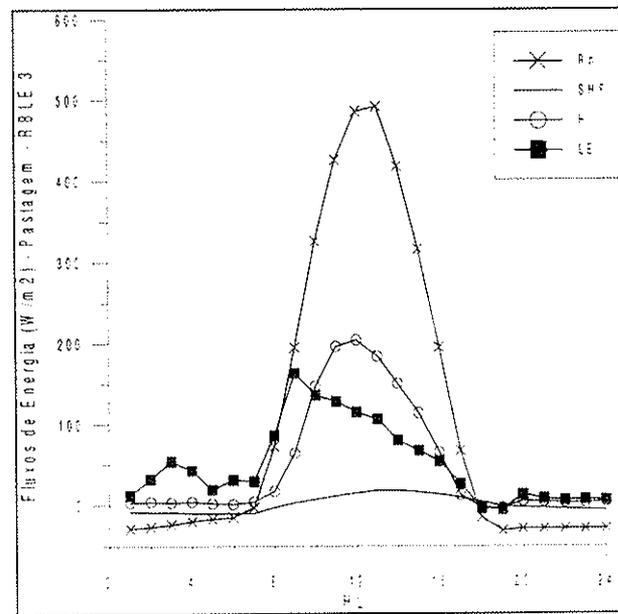


Figura 4.14: Componentes do balanço de energia em pastagem durante o experimento RBLE 3. Valores representam médias horárias obtidas com a composição dos dias 13 a 24 de agosto de 1994.

limite apresentada por Fisch para o RBLE 3, reporta valores de 350 m e 230 m para a profundidade da camada limite noturna, para floresta e pastagem, respectivamente. Enquanto que a camada de mistura apresenta alturas às 17:00 HL de 1030 m e 2000 m, respectivamente.

Alvalá et al., (1996) [3] descrevem a evolução da camada limite na região de Alta Floresta, MT ( $9^{\circ}52'S$  ;  $56^{\circ}06'W$  ;  $288m$ ) observada no período 15-30 de agosto de 1995, utilizando radiosondas e perfilamento com balão cativo. O período apresentou comportamento similar ao padrão climatológico, com presença de um anticiclone sobre a região, impondo fraca atividade convectiva. Média horária dos perfis de temperatura potencial virtual do período, mostram uma evolução rápida da camada de mistura até a 11:00 HL, atingindo uma altura de 1000 m, apresentando até o final da tarde (17:00 HL) uma altura em torno de 1200 m.

Dados para a região de cerrado são bem mais escassos. Maitelli e Miranda (1991) [53] apresentam medidas realizadas no cerrado sensu stricto, dentro da Reserva Biológica de Águas Emendadas ( $15^{\circ}33'S$  e  $47^{\circ}36'W$ ,  $1000m$  de altitude)

nas proximidades de Brasília. Os dados foram coletados no meio (10 dias de fevereiro) e no final (10 dias de maio) da estação chuvosa de 1987. A Fig. 4.15 se refere a fluxos de energia observados em dias deste período. Segundo os autores, a média dos valores máximos da radiação solar foi de  $800 \pm 60 W/m^2$ . A média dos máximos dos saldos de radiação ficou em torno de  $588 \pm 38 W/m^2$ . Os fluxos de calor sensível e latente, apresentaram valores de médias dos máximos em torno de  $282 W/m^2$  e  $380 W/m^2$ , respectivamente. Durante esta estação, geralmente, o cerrado dissipou mais energia pelo processo de evapotranspiração do que por convecção de calor, com o fluxo de calor sensível sendo cerca de 70% da evapotranspiração, na maioria das vezes. Mais recentemente, Miranda et al., (1997) [61] descrevem resultados obtidos durante o ano de 1993, nas estações chuvosa e seca, na mesma reserva biológica descrita acima. A Fig. 4.16 descreve o balanço de energia em superfície. A parte superior apresenta a radiação solar versus o saldo de radiação. Como se pode notar, na estação seca encontra-se valores máximos em torno de  $650 W/m^2$  e  $800 W/m^2$  para o saldo de radiação e radiação solar, respectivamente. Na parte inferior encontra-se os fluxos de calor sensível ( $\bullet$ ) e latente ( $\nabla$  ou  $\Delta$ ) versus a radiação solar. Observa-se valores máximos do fluxo de calor latente entre  $100 W/m^2$  e  $200 W/m^2$ , enquanto que para o calor sensível estão em torno de  $300 W/m^2$  a  $500 W/m^2$ . Dados sobre a evolução da camada limite no cerrado não foram encontrados.

Culf et al., (1996) [18] apresentam a evolução anual do albedo de floresta e pastagem na Amazônia, derivado de observações conduzidas nas regiões de Marabá, Manaus e Ji-Paraná. Os dados médios associados aos três sítios entre os anos de 1990 e 1993, fornecem valores de oscilando em torno de 0.13 e 0.18 para floresta e pastagem, respectivamente. Em floresta, na estação úmida os valores são um pouco mais baixos, entre 0.12 e 0.13, enquanto que na estação seca ficam entre 0.13 e 0.14, estando correlacionados com a umidade do solo. O efeito de queimadas sobre o albedo em floresta é demonstrado em [33], que reporta uma variação de 0.14 (antes da queima) a 0.09 (depois da queima).

Em regiões de cerrado (*sensu stricto*) o albedo possui valores em torno de 0.13 (estação úmida) e 0.18 (estação seca) [62]. Áreas com cerrado campo limpo, apresentaram albedo de 0.22 em medições realizadas em setembro de 1992, próximo à cidade de Brasília. 15 dias após a passagem de fogo o albedo estava reduzido

INSTITUTO DE FÍSICA  
 Serviço de Biblioteca e  
 Informação  
 Tombo: 3122

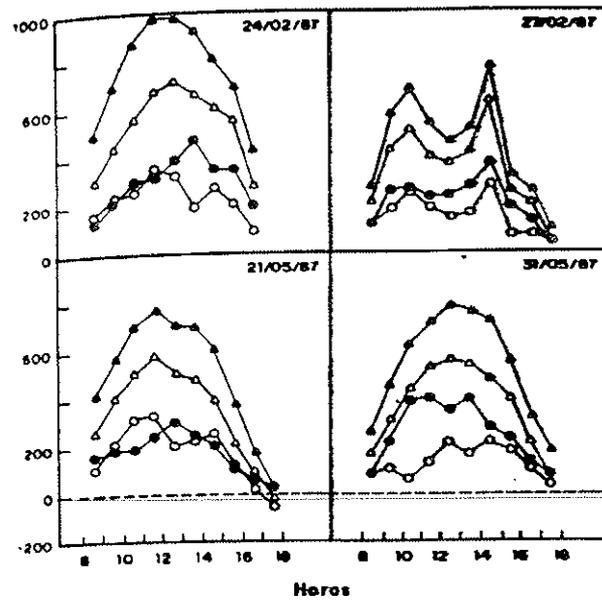


Figura 4.15: Médias horárias das densidades de fluxos de radiação. S(▲): saldo de radiação. Rn(Δ): calor latente .LE(●) e calor sensível. H(○) medidas sobre a vegetação do cerrado (senso stricto), durante parte da estação chuvosa (dez/1986 e maio/1987). Figura extraída de Martelli e Miranda, (1991).

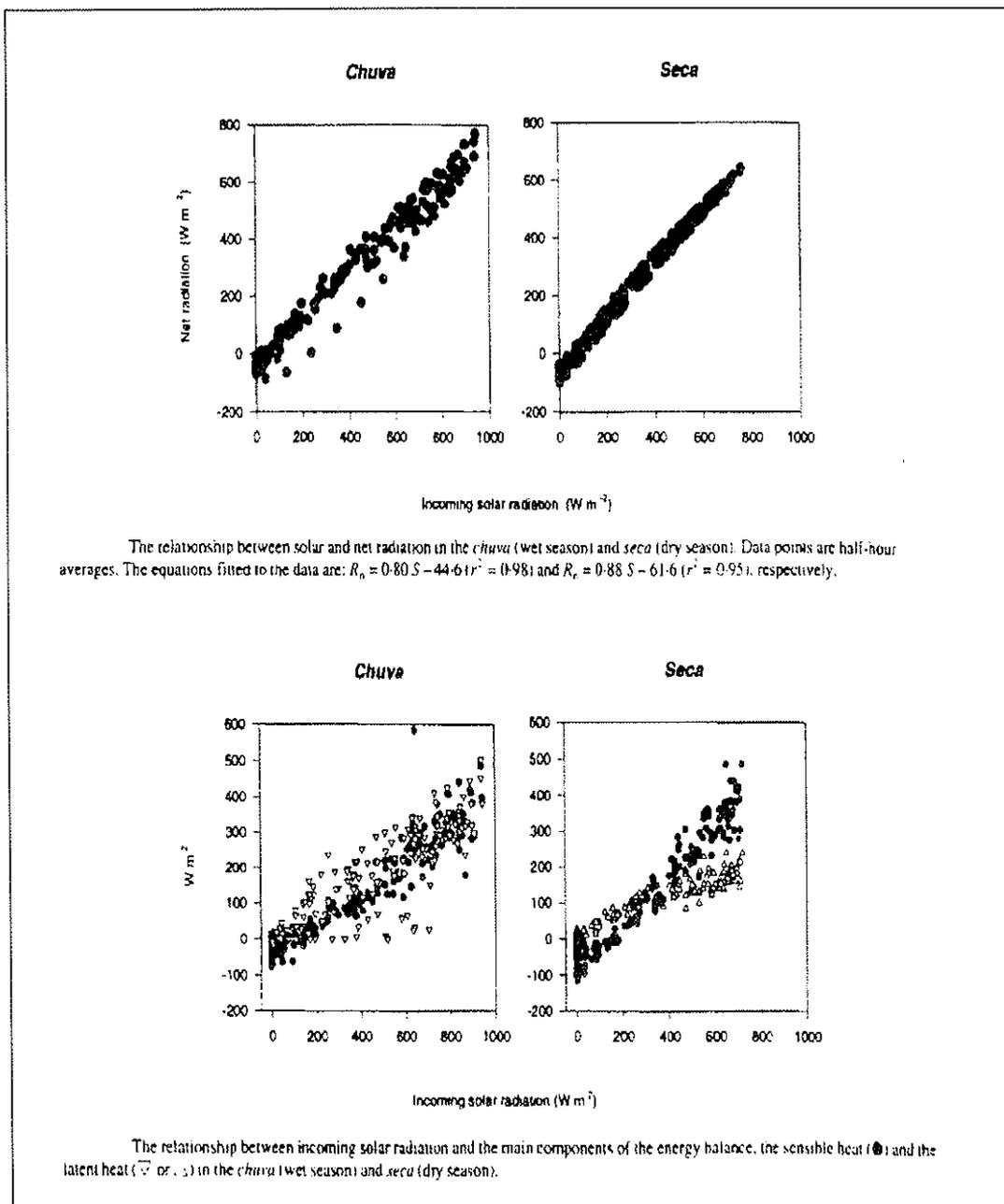


Figura 4.16: Relação entre a radiação solar e o saldo de radiação (parte superior) e entre a radiação solar e os fluxos de calor sensível e latente (parte inferior) sobre o cerrado stricto sensu e durante as estações chuvosa e seca. Figura extraída de Miranda et al., (1997).

a 0.15 [19]. Os mesmos autores reportam valores de albedo médio de 0.15 (antes da queima) e 0.05 (depois da queima) em áreas classificadas como cerrado campo sujo.

McWilliam et al., (1996) [59] e Sá et al., (1996) [73] observaram forte dependência da condutância estomática em áreas de pastagens com relação ao conteúdo de umidade no solo, enquanto que em áreas de floresta, devido à profundidade do seu sistema de raízes, esta dependência não possui a mesma intensidade. Não se encontrou indícios de que o conteúdo água no solo limite a transpiração da floresta, mesmo durante a estação seca. A Fig. 4.17 mostra a variação da transpiração da floresta e pastagem durante um período de 30 dias sem chuva subsequentes a uma chuva intensa. Percebe-se que após aproximadamente 15 dias, a evaporação da pastagem decai em resposta ao secamento do solo, enquanto que a transpiração da floresta permanece praticamente no mesmo patamar anterior. Hodnet et al., (1996) [38] mostram dados observacionais que indicam que a floresta transpira água proveniente de níveis abaixo de 3.6 m, produzindo, ao final da estação seca, perfis mais secos do que em áreas de pastagens.

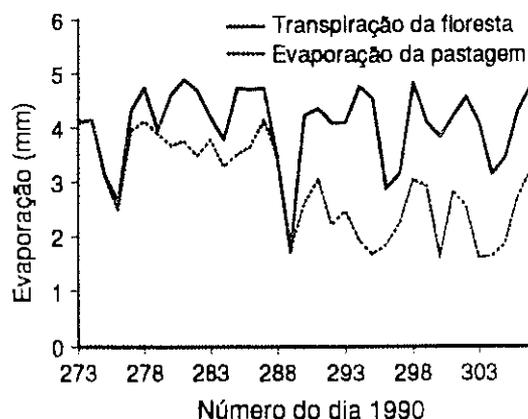


Figura 4.17: Variação da transpiração da floresta e pastagem durante um período de 30 dias sem chuva subsequentes a uma chuva intensa. Figura extraída de Amazônia: Florestas, Pastagens e Clima. Resultados do Projeto Abracos. Publicado por Institute of Hydrology, Wallingford, UK, 1994.

## 4.4 Experimentos para a calibração do modelo

### 4.4.1 Alguns ajustes em parametrizações do RAMS para a simulação

Uma grande dificuldade surgiu na tentativa de simular a atmosfera sobre a região da floresta amazônica por longo período utilizando o modelo RAMS. Vários experimentos infrutíferos realizados apresentavam o efeito do que é conhecido como deriva da umidade do solo, o qual consiste de um progressivo secamento das camadas do solo sujeitas a evaporação e remoção por transpiração. Acompanhando este secamento, o fluxo de calor latente diminui dia-a-dia, enquanto que o de calor sensível aumenta, invertendo-se, assim, a razão de Bowen. Por consequência, as simulações apresentavam temperaturas com máximos crescentes, alturas da camada de mistura acima do observado e uma completa inibição da convecção úmida diurna. Tentativas de inicializar as simulações com um perfil de umidade com valores altos ( da ordem de 70% do valor de saturação), com o objetivo de manter um suprimento de umidade para a camada limite durante todo o período de simulação, produziam valores totalmente irrealistas para os fluxos. Além disto ocorriam formações de densos nevoeiros ao amanhecer, os quais permaneciam por várias horas e acabavam perturbando a evolução diurna da camada de mistura. O problema do nevoeiro pôde ser minimizado recalibrando o número de Richardson crítico, o qual estabelece um limiar para o número de Richardson, abaixo do qual a atmosfera estará num estado turbulento. Este número foi recalibrado do valor original  $1/3$  para o valor 1. Isto possibilitou o acionamento, por parte da parametrização de turbulência do RAMS, de uma turbulência noturna rasa, que não era acionada. Com essa correção diminuíram sensivelmente tanto a ocorrência de nevoeiros quanto sua duração.

Devido a essas características no código original do RAMS, foram necessários alguns ajustes nas parametrizações de convecção, superfície e radiação do modelo, no sentido de torná-las mais adequadas para a simulação atmosférica sobre a região Amazônica. Na parametrização convectiva, o parâmetro  $b$  de umidescimento (veja capítulo 2) foi limitado a no máximo 10%. Esta imposição foi realizada, tendo em vista que o cisalhamento vertical do vento horizontal na Amazônia, pro-

duzia valores irrealistas (até 60%). Esta modificação teve dois efeitos importantes na simulação da convecção, primeiro, foi o de permitir um reabastecimento mais intenso de água no solo, através da precipitação e, segundo, intensificar o aquecimento na coluna atmosférica, favorecendo um aumento da convergência de vapor d'água de grande escala. Em relação a radiação de onda curta, experimentos com ambas parametrizações do modelo foram realizados. A parametrização de Mahrer e Pielke, menos dispendiosa computacionalmente, apresentava um processo de desequilíbrio associado à falta de absorção de onda curta por água líquida, levando a situações com temperaturas à superfícies crescentes, secamento do solo e intensa formação de estratocumulus. A parametrização de Chen e Cotton, por sua vez, possui o termo de interação de onda curta com água líquida, no entanto, a absorção de radiação se mostrou superestimada, produzindo 'ilhas' frias e úmidas abaixo das regiões com água condensada. Isto pôde ser minimizado introduzindo um termo análogo a uma fração de cobertura de nuvens no esquema associado à esta absorção.

A parametrização de superfície teve os seguintes ajustes. Primeiro, foi introduzido um mapa de vegetação no modelo visto que originalmente, este trabalhava com vegetação homogênea definida via parâmetro no arquivo de entrada RAMSIN. Foi introduzido um mapa de vegetação com resolução de 1 grau, utilizado no modelo COLA-CPTEC.

Um ponto crítico na simulação atmosférica sobre a América do Sul é a instabilidade numérica apresentada pelo modelo em regiões com acentuada topografia, como é o caso da região dos Andes. O modelo possui uma regra básica na qual a elevação na topografia de um ponto de grade para outro, não pode ser superior a cinco vezes o menor espaçamento vertical. O modelo possui rotinas de suavização da topografia, na qual as elevações são diminuídas, conservando, no entanto, seu volume. A suavização é modulada por parâmetros definidos pelo usuário e é realizado homogeneamente. Simulações com a resolução do presente trabalho, requerem, para uma suavização que mantenha o papel dos Andes nas circulações atmosféricas, resoluções verticais pobres para uma simulação adequada da camada limite na floresta e cerrado, onde ocorrem as emissões por queimadas. Por outro lado, uma excessiva suavização da topografia, reduz a intensidade das associadas circulações de mesoescala. Desta forma, se faz justificada a aplicação de

uma suavização heterogêneo que atenda melhor os dois aspectos apresentados, sendo mais intenso na região dos Andes.

O processo de deriva da umidade do solo na região de floresta acontece por que a evaporação no nível superficial é realizada sem nenhuma restrição. E sendo a estação de inverno, a precipitação não é suficiente para reabastecê-lo. A transpiração é realizada removendo água próxima à superfície, de acordo com a Fig. 2.1. Sem ser reabastecida, a umidade do solo se torna pequena, reduzindo-se a evaporação e sendo a transpiração via estômatos cessada pelo fator de stress do potencial hidráulico que aparece na Eq. 2.57. O aprofundamento do perfil das raízes, levando a remoção de água a níveis mais profundos e espessos, permitiu a manutenção da transpiração do vapor d'água para a camada limite de uma forma mais intensa e por um período maior. A Fig. 4.18 mostra a alteração realizada no parâmetro 'rootzone', aprofundando-o para níveis entre 40 e 160 cm abaixo da superfície. No entanto, uma taxa de transpiração realística pôde ser mantida utilizando o dado de que o fator de controle da abertura dos estômatos pelo stress do potencial hidráulico na região Amazônica, é pelo menos 85% [ H. R. Rocha, comunicação pessoal em 1998]. Numericamente este dado é mais fácil de ser introduzido via alteração da condutância estomática mínima (que aparece na Eq. 2.57) modificando-a de 2% para 7 a 8% durante o dia. A contribuição da evaporação na superfície do solo foi minimizada inicializando esta camada com uma umidade muito baixa, permitindo o modelo entrar mais rapidamente num padrão estacionário. Na região de cerrado, a manutenção de uma razão de Bowen estacionária e mais adequada foi obtida, principalmente, através da redução fração de vegetação de 80 para 40%, aumentando a contribuição do solo nú para o fluxo de calor sensível. Valores de albedos de vegetação medidos foram introduzidos no modelo para ambas vegetações.

Na próxima seção são descritos os principais resultados e é feita uma comparação entre dois experimentos realizados para a obtenção de parâmetros ajustados.

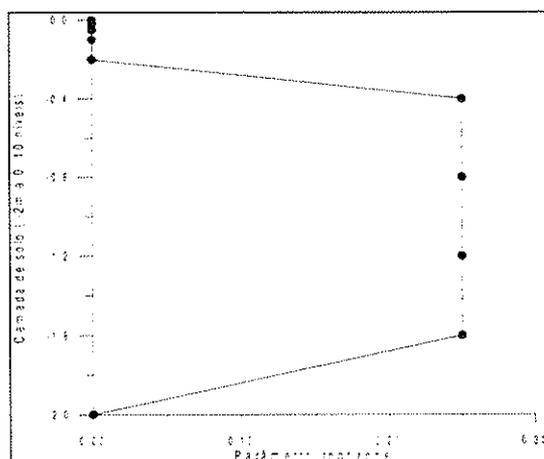


Figura 4.18: Perfil de raízes para floresta alterada para simulação de inverno na região Amazônica com o modelo RAMS 3b. Este caso se refere a uma configuração de 10 níveis de solo e uma profundidade de 2 metros. Por este perfil, a floresta extrai água do solo em profundidades entre 40 e 160 cm.

#### 4.4.2 Comparação entre experimentos (controle x calibrado)

Os objetivos principais perseguidos nestes experimentos foram a obtenção de ajustes no modelo que permitissem simulações de longo prazo realísticas, principalmente nos aspectos: evolução e altura da camada de mistura diurna para um transporte turbulento de gases emitidos na superfície adequado e valores realísticas de concentração de gases dentro da camada limite planetária; simulação da convecção profunda observada em imagens de satélite, no que se refere ao nível do topo das nuvens, posição e duração da convecção, necessárias para posição e altura do detranhamento de gases na troposfera adequados; valores de temperatura na camada limite adequados para uma correta intensidade da advecção na escala resolvida. Para análise do ajuste do modelo, são usados os valores observados mais típicos da região, descritos anteriormente neste capítulo. Esta seção resume um conjunto de vários experimentos realizados em apenas dois, o experimento 'controle' (indexado como exp 1) e experimento 'calibrado' (exp 2) onde os ajustes na parametrização de superfície (albedos, profundidade de raízes, condutância estomática e fração de vegetação), descritos na seção anterior foram realizados no modelo.

Os experimentos foram realizados durante o período compreendido entre às 00 UTC do dia 08 às 00 UTC do dia 16 de julho de 1993. A resolução horizontal foi 50 km e a resolução vertical de 140 a 1100 m, com taxa de crescimento variando entre 1.06 a 1.2. O número de níveis verticais foi 29, com 13 níveis nos primeiros 3000 m e topo em 15.3 km. O modelo de solo foi resolvido com 10 níveis com resolução decrescente para baixo, a profundidade do modelo foi de 2 metros. Esquema de turbulência deformação anisotrópica, microfísica nível 2, condição de contorno tipo Orlansky e 'parede rígida', esquema numérico híbrido e esquema não-hidrostático foram utilizados. As simulações foram realizadas assimilando dados das Reanálises do NCEP, com as escalas de tempo lateral, centro e topo de 1, 12 e 3 horas, respectivamente. O uso da assimilação de dados também no interior do domínio do modelo se justifica pelo caráter diagnóstico do estudo. Porém esta é realizada de um forma mais suave, de forma a permitir que o próprio modelo gere a evolução do estado atmosférico sem, no entanto, desviar dos padrões de grande escala observados. A escala de 12 horas emergiu de alguns experimentos como sendo, em princípio, a ótima, no sentido de permitir a resolução de ambos padrões de circulação: meso e grande escala.

A Fig. 4.19 apresenta a superfície do domínio das simulações, descrevendo a topografia (a), o percentual de terra mostrando as principais bacias hidrográficas (b), o solo homogêneo ('sandy clay loam') (c) e a vegetação (d) delimitando genericamente áreas de floresta, cerrado e caatinga.

A partir deste ponto nós dividiremos a discussão dos resultados para a floresta e cerrado.

## Floresta

Um ponto certamente importante na simulação da atmosfera é a inicialização da umidade do solo. O exp 1 foi inicializado com um perfil homogêneo de umidade de solo igual a 0.5 do valor de saturação, enquanto que para o exp 2 teve a seguinte forma 0.42, 0.41, 0.41, 0.41, 0.41, 0.4, 0.4, 0.3, 0.2, 0.2, (com 0.42 para o nível mais profundo e 0.2 para a superfície). A Fig. 4.20 apresenta a evolução temporal do perfil da umidade do solo no experimento 1, média na área situada entre latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W. Observa-se um

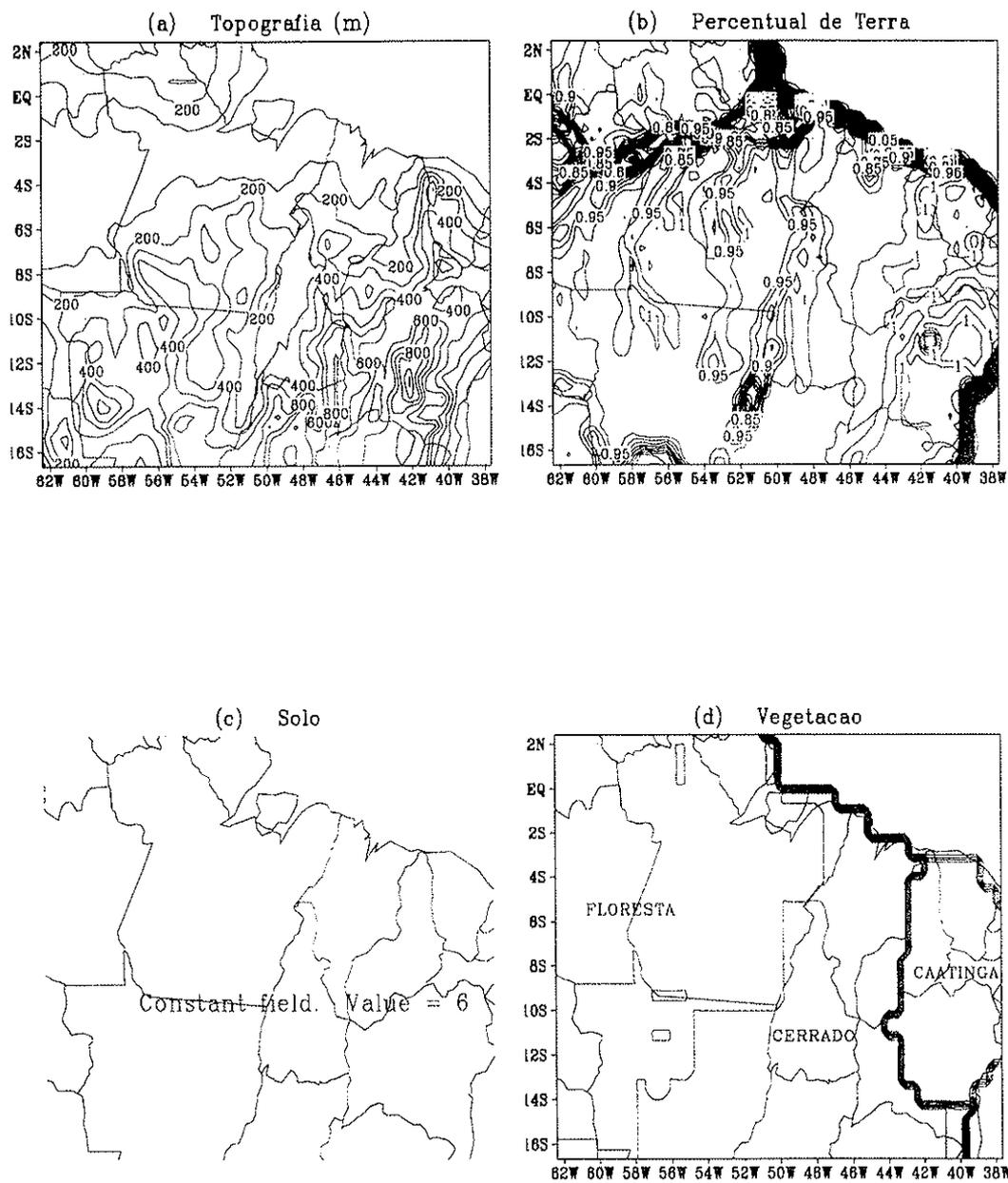


Figura 4.19: Principais características da superfície do experimento de ajuste do modelo. (a) Topografia, (b) percentual de terra, (c) tipo de solo e (d) vegetação do domínio.

contínuo secamento na superfície e na região de raízes (primeiros 10 cm), com a superfície tendo a umidade decrescida de 50% a 25% em 8 dias. Os níveis mais profundos apresentam pouca evolução nos valores de umidade. A Fig. 4.21 apresenta o mesmo dado para o experimento 2. Nesta situação, a superfície apresenta uma evolução com umidade crescente de 20% a 42% no mesmo período, proveniente da precipitação convectiva, enquanto que a região de raízes (40 a 160 cm) apresenta um pequeno secamento de 41% a 32%, associado à atividade de transpiração da floresta. O efeito do aprofundamento do perfil das raízes e o aumento da condutância estomática mínima é nitidamente observado na Fig. 4.22 que mostra a evolução temporal da diferença de umidade entre o ar do dossel e os estômatos (Eq. 2.57), o qual modula a intensidade do fluxo de vapor d'água associado à transpiração (Eq. 2.43). Como pode ser observado, inicialmente o gradiente associado ao exp 2 é mais intenso que no exp 1, e se mantém por um período maior antes de atingir um patamar estacionário. No entanto, a atividade de transpiração eventualmente seca o solo a um nível que o stress do potencial hidráulico passa a fechar os estômatos, impondo a necessidade de se estabelecer uma condutância estomática mínima superior, a fim de se manter um padrão de transpiração compatível com dados observados na estação seca, por períodos mais longos de simulação. A Fig. 4.23 apresenta a evolução temporal dos fluxos de calor sensível (H), calor latente (LE) e radiação de onda curta líquida ( $R_{sn}$ ), obtidos no exp 1 (figura a) e exp 2 (figura b). Na parte (a), o progressivo secamento do solo impõe um padrão temporal em que LE diminui, enquanto que H aumenta, invertendo-se a razão de Bowen (Fig. 4.24 (a)), durante a simulação. Com três dias de simulação, os valores diurnos de H e LE se tornam praticamente iguais (máximos em torno de  $280 \text{ W/m}^2$ ), e ao final de 8 dias, os valores máximos de H e LE estão próximos de  $300 \text{ W/m}^2$  e  $200 \text{ W/m}^2$ , respectivamente. A Fig. 4.23 (b) apresenta os mesmos fluxos para o exp 2. Observa-se nitidamente um padrão aproximadamente estacionário durante todo o período, com LE apresentando máximos em torno de  $450$  a  $500 \text{ W/m}^2$  e H em torno de  $100$  a  $150 \text{ W/m}^2$ , mais compatíveis com os dados observacionais descritos na seção 3 deste capítulo. A correspondente razão de Bowen (Fig. 4.24 (a)) apresenta um comportamento mais adequado. A parte (b) da figura 4.24, apresenta a evolução da altura da camada de mistura, obtida a partir do perfil do coeficiente de difusividade turbu-

lenta na vertical. O progressivo e intenso secamento do solo do exp 1, produz camadas de misturas com alturas no final da tarde superiores ao valor observado, enquanto que o exp 2, apresenta valores no final da tarde em torno de 1200 m. O declínio apresentado no final do período da simulação está associado a entrada de uma massa de ar frio. A evolução da temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ), razão de mistura de vapor ( $\text{g}/\text{kg}$ ) e umidade relativa (%) ao nível de 69 m acima da superfície, é apresentada na Fig. 4.25 (a), (b) e (c), respectivamente. A temperatura no exp 1 apresenta uma pequena taxa de ascensão, enquanto que no exp 2 isto é menos evidente. O efeito da chegada da massa de ar frio na região é observado em torno do dia 15. A parte (b) mostra com mais nitidez o efeito do secamento do solo do exp 1, mostrando um conteúdo de vapor a 69 metros decrescente com o transcorrer da simulação, o que se percebe também com a umidade relativa (parte (c)).

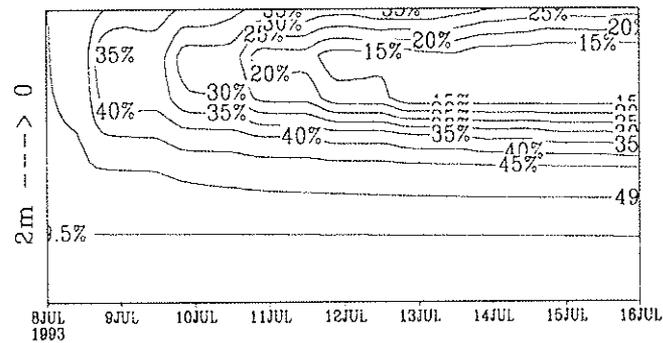


Figura 4.20: Evolução temporal do perfil da umidade do solo no experimento controle (exp 1) em região de floresta, inicializado com um perfil homogêneo de 50%. Média espacial no domínio de latitude  $8^{\circ}\text{S}$  a  $2^{\circ}\text{S}$ , longitude  $60^{\circ}\text{W}$  a  $54^{\circ}\text{W}$ .

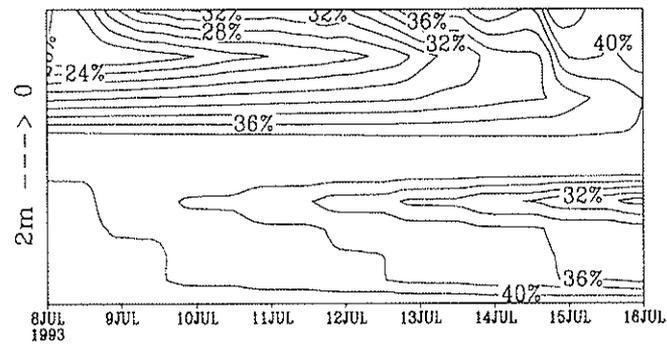


Figura 4.21: Evolução temporal do perfil da umidade do solo no experimento calibrado (exp 2) em região de floresta, inicializado com um perfil heterogêneo. Média espacial no domínio de latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W.

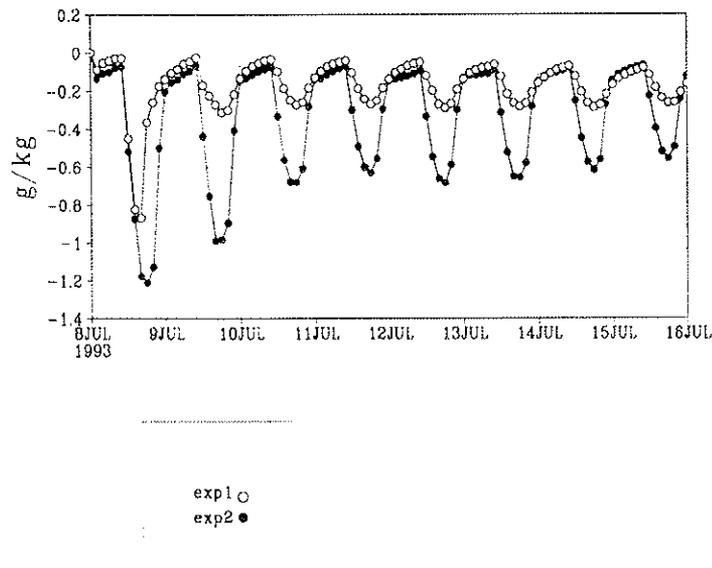


Figura 4.22: Evolução temporal da diferença entre a razão de mistura de vapor do ar do dossel e dos estômatos na região de floresta. Média espacial no domínio de latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W.

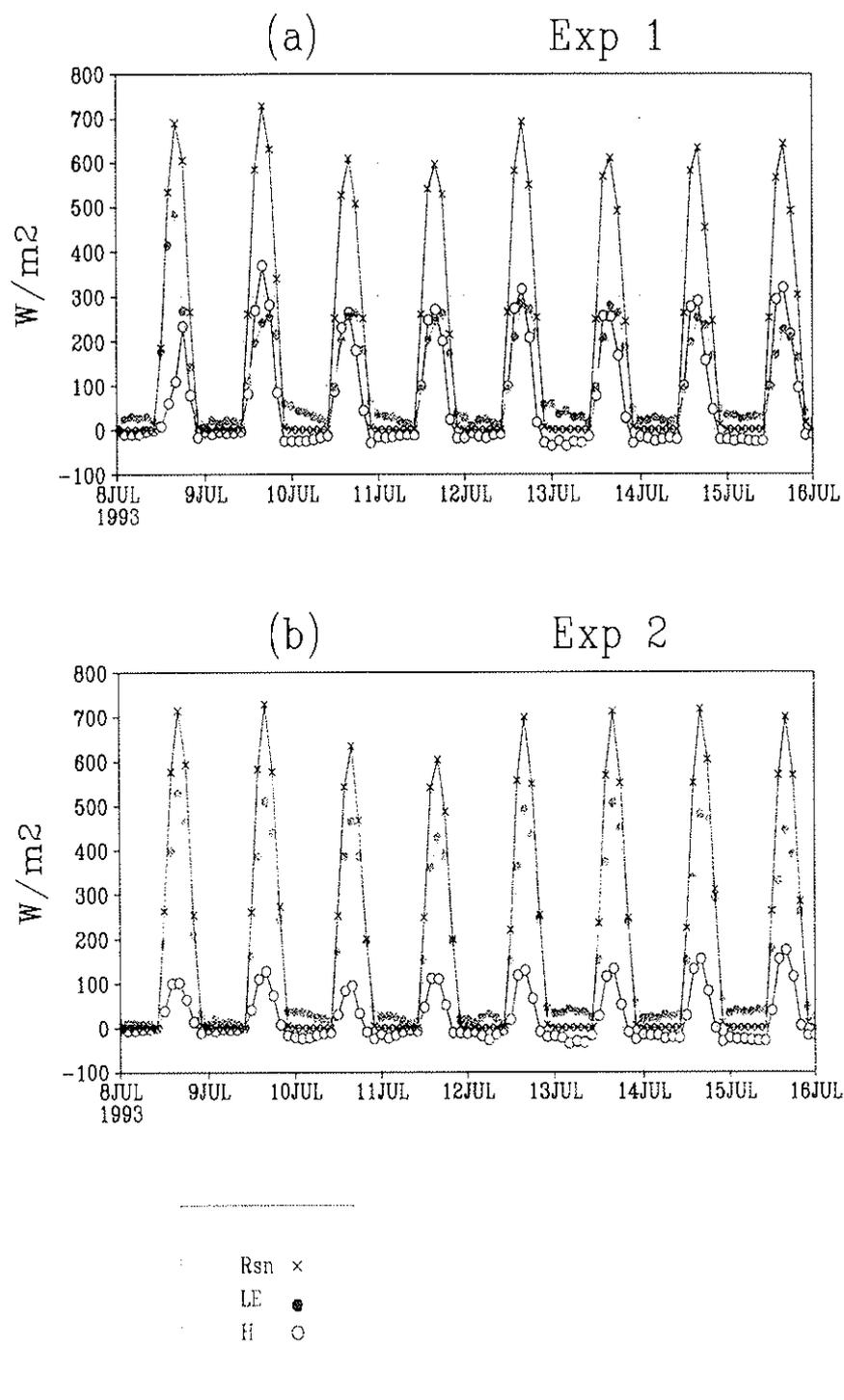


Figura 4.23: Evolução temporal dos fluxos de calor sensível (H), calor latente (LE) e radiação de onda curta líquida à superfície (Rsn) obtida nos experimentos exp 1 (a) e exp 2(b) para a região de floresta. Média espacial no domínio de latitude 8°S a 2°S, longitude 60°W a 54°W.

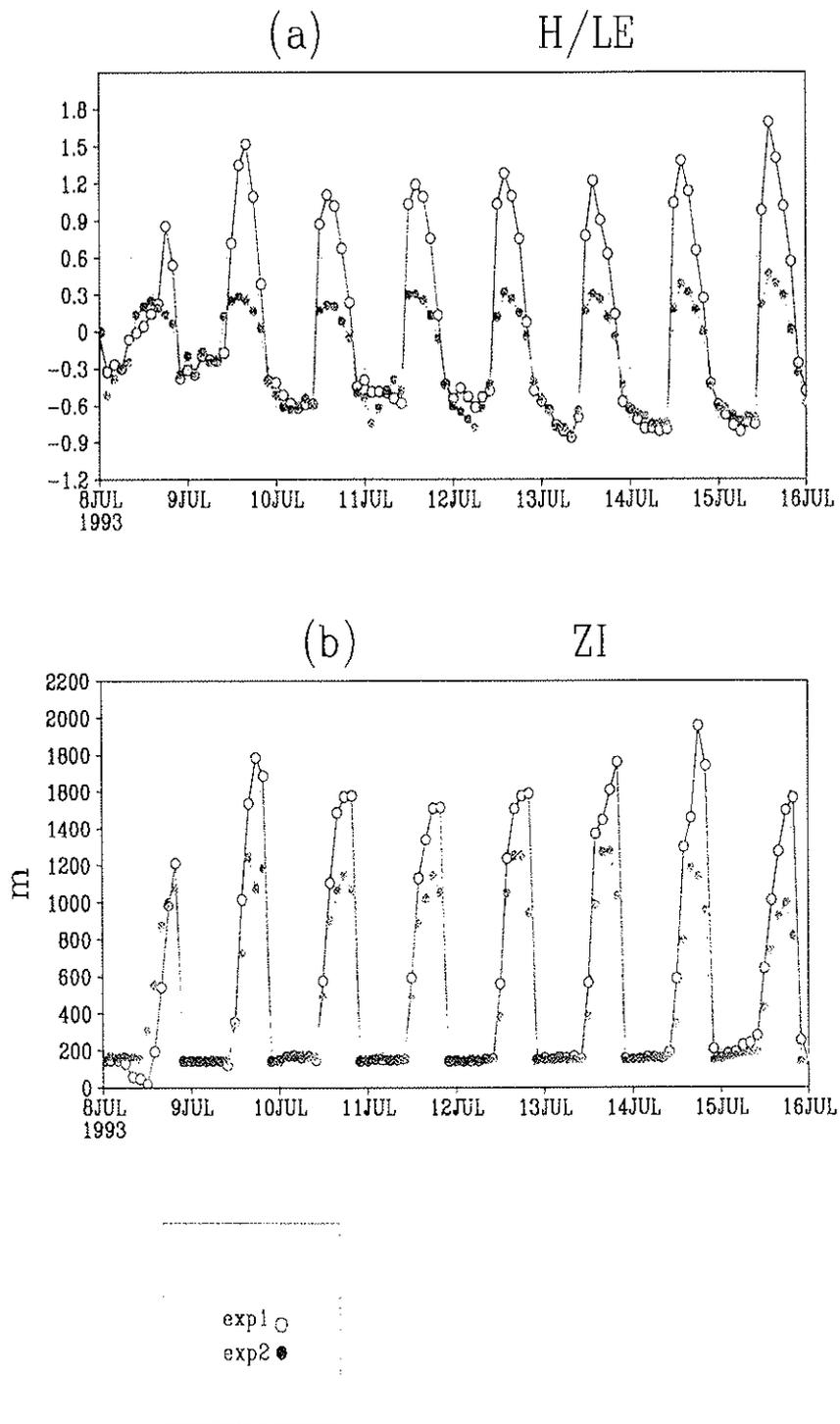


Figura 4.24: Evolução temporal da razão de Bowen ( $H/LE$ ), parte (a), obtida nos experimentos exp 1 e exp 2 na região de floresta, e (b) evolução temporal da altura da camada de mistura. Média espacial no domínio de latitude  $8^{\circ}S$  a  $2^{\circ}S$ , longitude  $60^{\circ}W$  a  $54^{\circ}W$ .

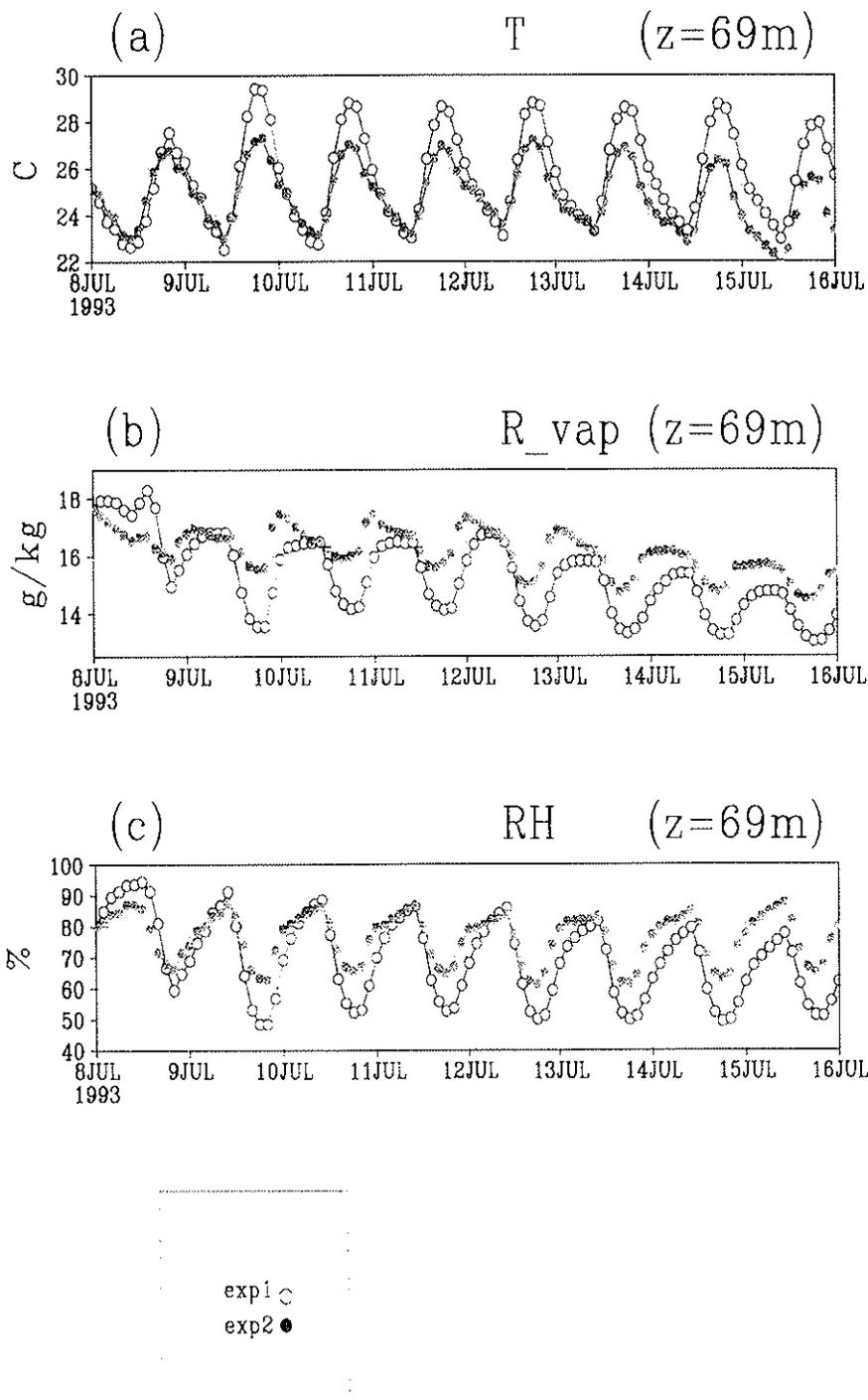


Figura 4.25: Evolução temporal da temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ), razão de mistura de vapor ( $\text{g}/\text{kg}$ ) e umidade relativa ( $\%$ ) do nível a 69 metros acima da superfície, obtida nos experimentos 1 e 2, na região de floresta. Média espacial no domínio de latitude  $8^{\circ}\text{S}$  a  $2^{\circ}\text{S}$ , longitude  $60^{\circ}\text{W}$  a  $54^{\circ}\text{W}$

## Cerrado

Para a região de cerrado, em ambos os experimentos a umidade do solo foi inicializada com o seguinte perfil : 0.4, 0.4, 0.4, 0.3, 0.3, 0.3, 0.2, 0.2, 0.2, 0.2 (relativo ao valor de saturação). Com este perfil e uma redução da fração de vegetação de 80% (exp 1) para 40% (exp 2), permitindo uma maior contribuição do solo nú nos fluxos turbulentos de energia na superfície, obteve-se uma razão de Bowen compatível com a observada (seção 3 deste capítulo). A Fig. 4.26 mostra a evolução temporal dos fluxos de calor sensível (H), calor latente (LE) e radiação de onda curta líquida (Rsn), obtidos no exp 1 (parte a) e exp 2 (parte b), média espacial no domínio de latitude 16°S a 11°S, longitude 53°W a 48°W. O efeito da redução da fração de vegetação, impõe um aumento do fluxo de calor sensível, com os máximos passando de 300 (exp 1) para 400 W/m<sup>2</sup> (exp 2), enquanto que o calor latente sofre uma redução, passando a ter valores máximos em torno de 100 W/m<sup>2</sup> no exp 2. Isto impõe uma razão de Bowen mais consistente com a observada (Fig. 4.27a). A altura da camada de mistura apresenta valores superiores, passando de uma oscilação do valor no final da tarde em torno de 1800 m (exp 1) para cima de 2000 m (exp 2), conforme mostra a parte (b) da Fig. 4.27. A Fig. 4.28 apresenta a evolução da temperatura (°C), razão de mistura de vapor (g/kg) e umidade relativa (%) ao nível de 69 m acima da superfície, partes (a), (b) e (c), respectivamente. O exp 2 apresentou a atmosfera um pouco mais seca do que a do exp 1, com a umidade relativa variando entre 65 e 30 % e apresentou temperaturas máximas aproximadamente 1°C mais quente que o exp 1.

## Simulação da convecção observada e altura da camada de mistura

Nesta seção apresentaremos o efeito do ajuste em dois aspectos fundamentais para a simulação do transporte de gases, a convecção úmida profunda e a altura da camada de mistura. A Fig. 4.29 mostra campos de fluxo de calor sensível obtidos nos dois experimentos ( exp 1, (a) e (c), exp2 (b) e (d) ), às 16:00 UTC dos dias 09 e 14 de julho de 1993. O exp 1 não apresenta praticamente nenhuma diferença entre os fluxos para as regiões de cerrado e floresta, estes sendo da ordem de 300 W/m<sup>2</sup>. O exp 2 apresenta fluxos associados à floresta da ordem

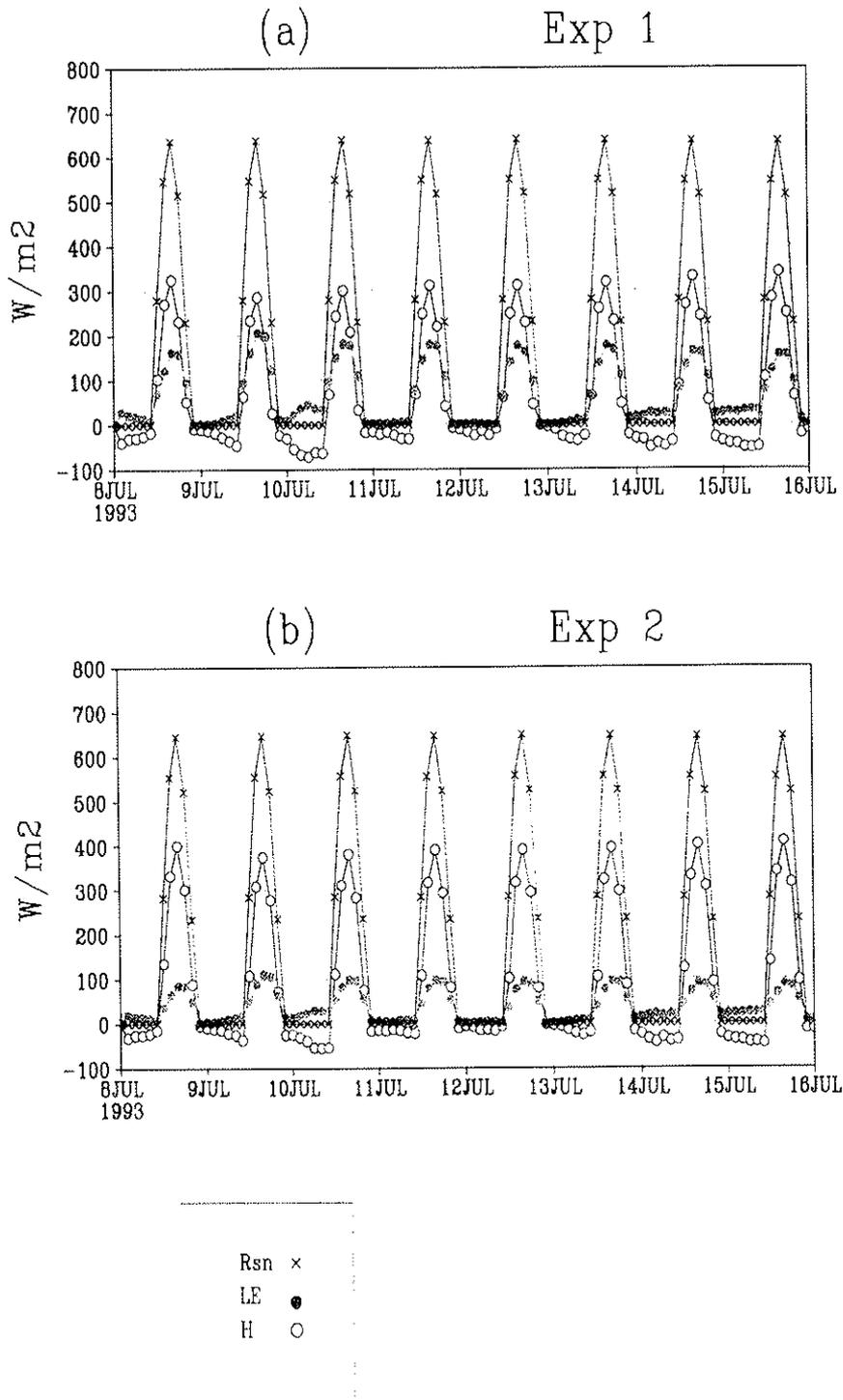


Figura 4.26: Evolução temporal dos fluxos de calor sensível (H), calor latente (LE) e radiação de onda curta líquida à superfície (Rsn) obtida nos experimentos exp 1 (a) e exp 2(b) para a região de cerrado. Média espacial no domínio de latitude 16°S a 11°S, longitude 53°W a 48°W.

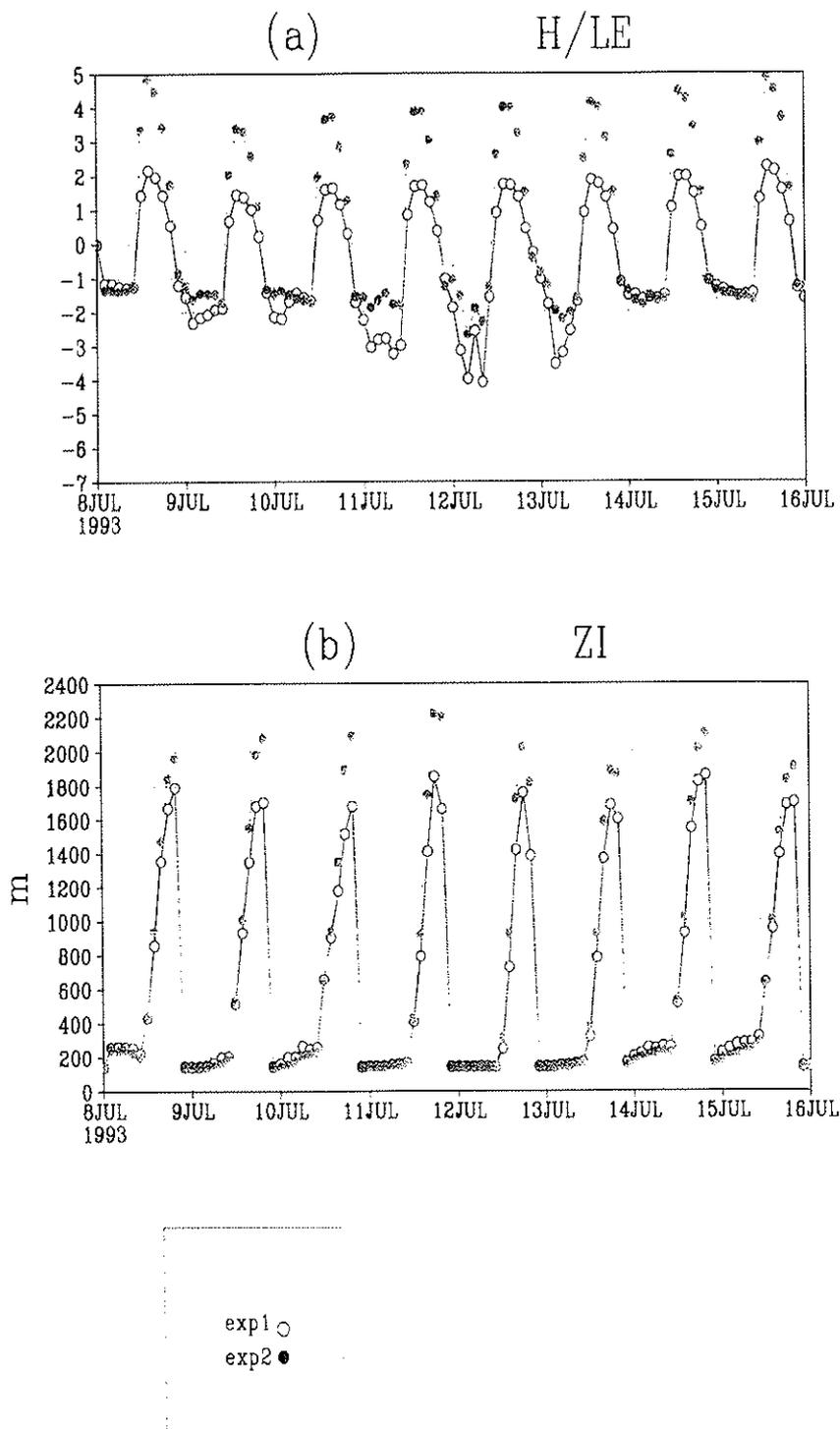


Figura 4.27: Evolução temporal da razão de Bowen (H/LE), parte (a), obtida nos experimentos exp 1 e exp 2 na região de cerrado, e (b) evolução temporal da altura da camada de mistura. Média espacial no domínio de latitude 16°S a 11°S, longitude 53°W a 48°W.

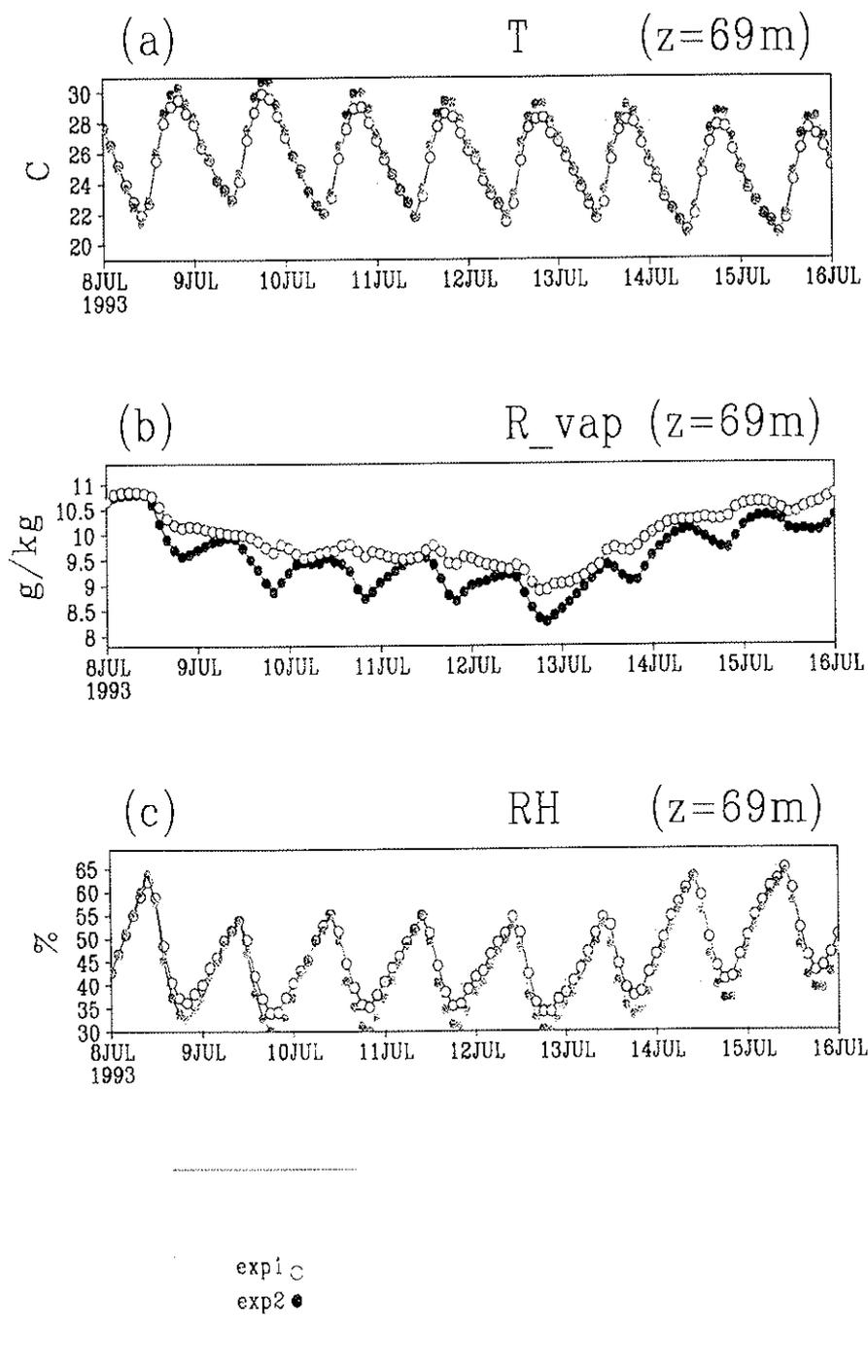


Figura 4.28: Evolução temporal da temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ ), razão de mistura de vapor (g/kg) e umidade relativa (%) do nível a 69 metros acima da superfície, obtida nos experimentos 1 e 2, na região de cerrado. Média espacial no domínio de latitude  $16^{\circ}\text{S}$  a  $11^{\circ}\text{S}$ , longitude  $53^{\circ}\text{W}$  a  $48^{\circ}\text{W}$ .

de 100 a 200  $W/m^2$ , e em torno de 400  $W/m^2$  para o cerrado. Na região de caatinga, ambos experimentos fornecem fluxos da ordem de 500  $W/m^2$ . A Fig. 4.30 se refere à mesma situação, descrevendo os campos de fluxo de calor latente. As partes (a) e (c), exp 1, apresentam fluxos de LE entre 200 a 300  $W/m^2$  para a floresta, e em torno de 200  $W/m^2$  para o cerrado, enquanto que o exp 2, ( partes (b) e (d) ), fornece fluxos da ordem de 500  $W/m^2$  para a região de floresta e 100  $W/m^2$  para o cerrado. O fluxo de calor latente para a região de floresta do exp 2, está em torno de 100  $W/m^2$  superior aos valores observados. Isto foi realizado assim de modo a simular uma altura da camada de mistura em torno de 1200 m. Na região de caatinga, LE é menor que 50  $W/m^2$ , em ambos experimentos. A Fig. 4.31 apresenta a correspondente altura da camada de mistura às 18:00 UTC de ambos dias. No exp 1, ( partes (a) e (c) ), a altura da camada de mistura se situa entorno de 1800 m para as regiões de floresta, cerrado e caatinga. Enquanto que no exp 2, os valores estão entorno de 1200 m para a floresta, de 1800 a 2200 no cerrado e, entorno de 1600 a 1800 m para a caatinga.

O efeito na convecção profunda simulada é mostrado nas Figs. 4.32 e 4.33. A Fig. 4.32 mostra a precipitação convectiva acumulada entre as 12:00 e 20:00 UTC do dia 15 de julho de 1993, nos experimentos 1 ( parte (a) ) e 2 ( parte (b) ). Como se pode observar, a extensão e precipitação da convecção são superiores no exp 2, além disto, comparando estas figuras com a Fig. 4.33 que apresenta a imagem de satélite no visível às 16:30 UTC deste dia, este último experimento apresenta uma simulação mais próxima da observação.

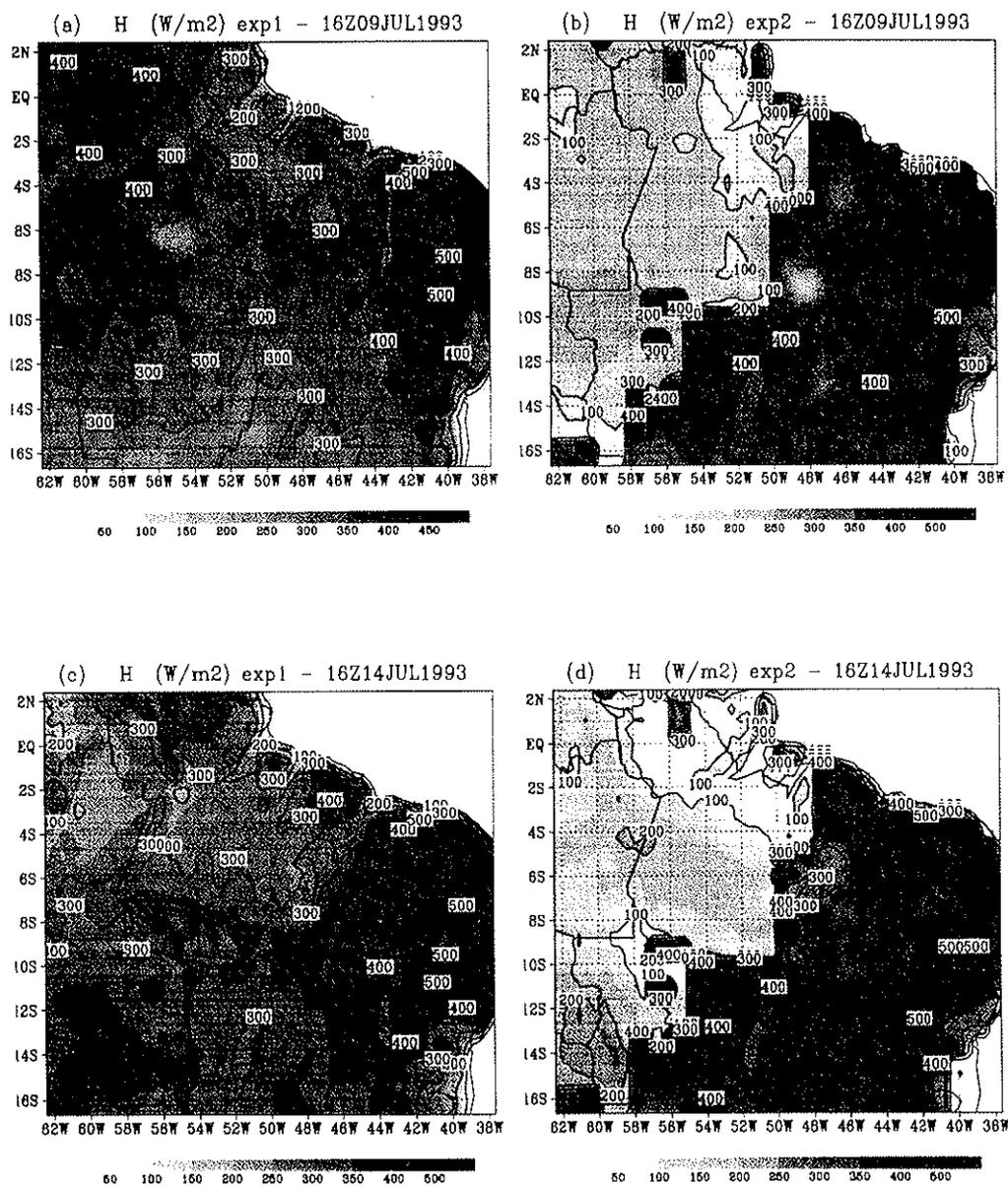


Figura 4.29: Fluxo de calor sensível em todo o domínio dos experimentos, às 16:00 UTC dos dias 09 e 14 de julho de 1993. Partes (a) e (c) correspondem ao exp 1, (b) e (d) ao exp 2.

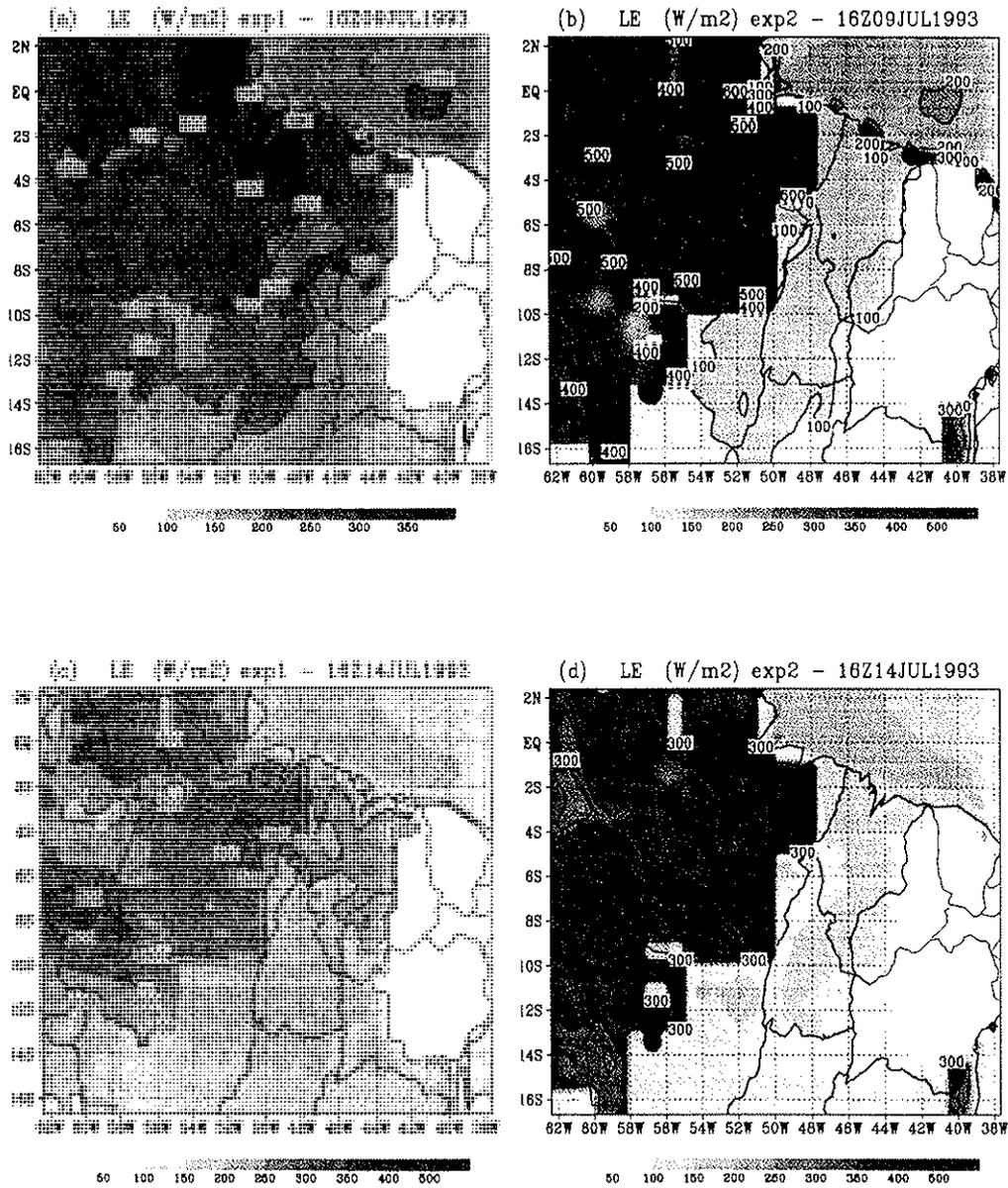


Figura 4.30: Fluxo de calor latente em todo o domínio dos experimentos, às 16:00 UTC dos dias 09 e 14 de julho de 1993. Partes (a) e (c) correspondem ao exp 1, (b) e (d) ao exp 2.

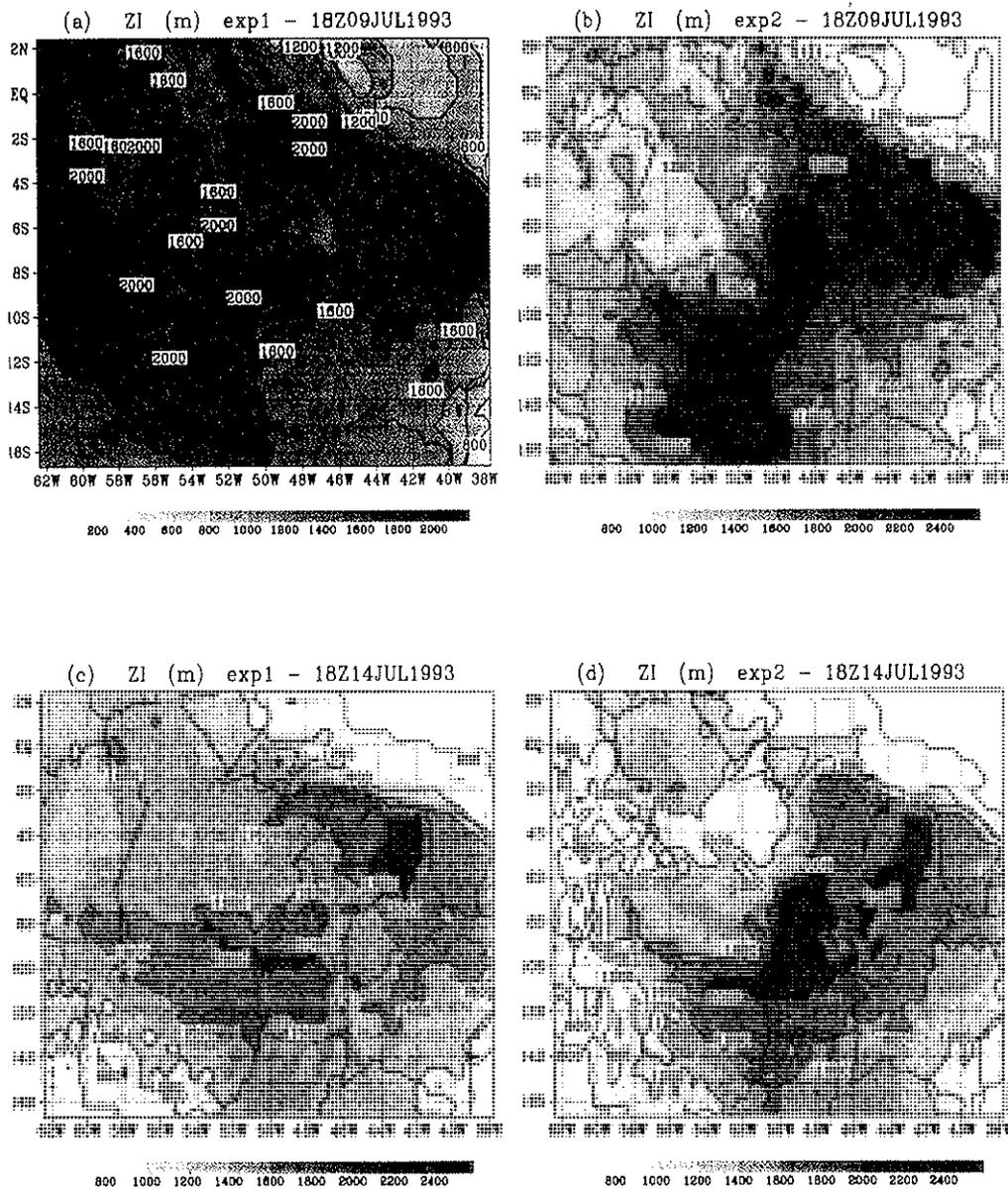


Figura 4.31: Altura da camada de mistura em todo o domínio dos experimentos, às 18:00 UTC dos dias 09 e 14 de julho de 1993. Partes (a) e (c) correspondem ao exp 1, (b) e (d) ao exp 2.

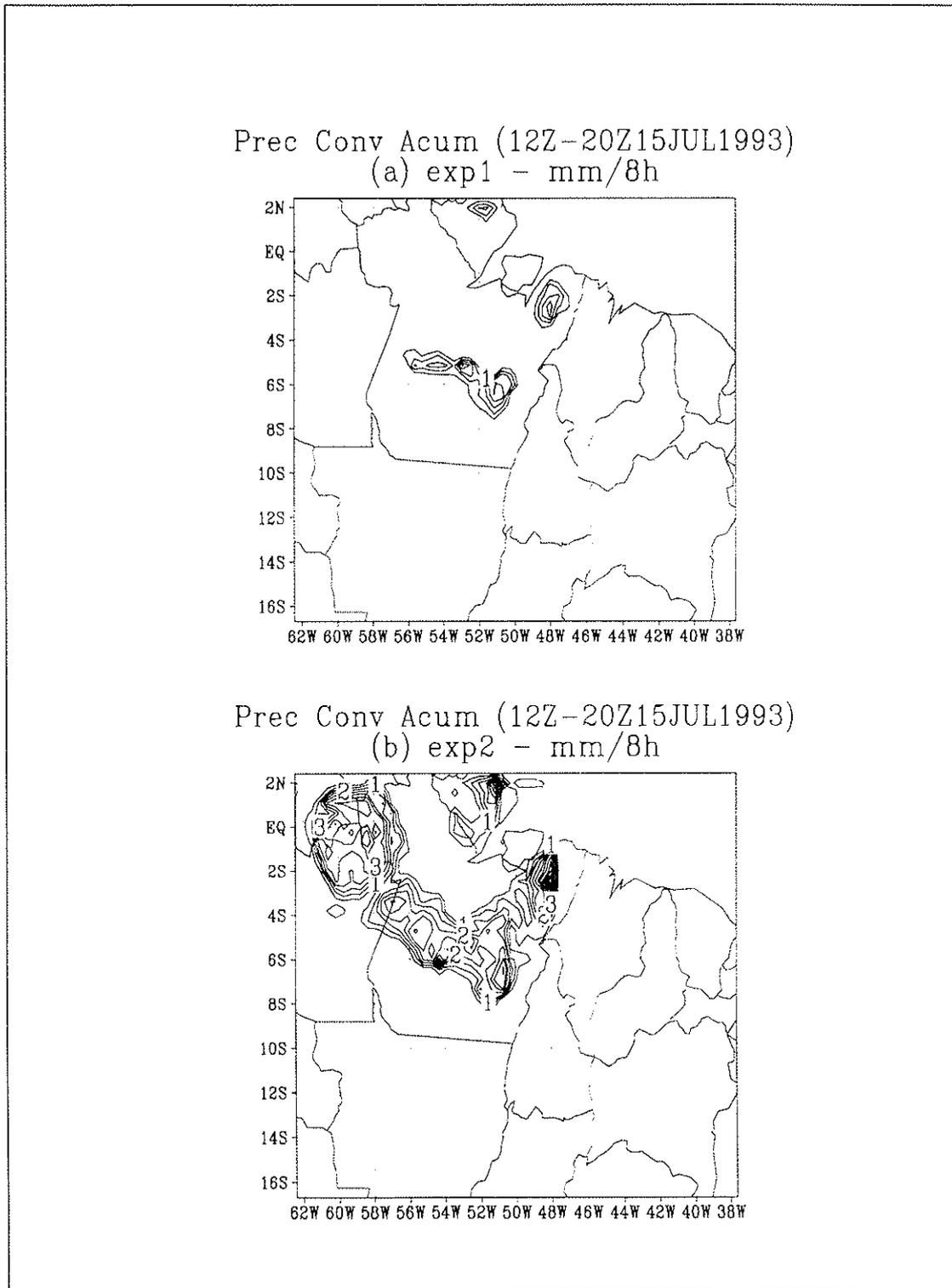


Figura 4.32: Precipitação convectiva acumulada entre as 12:00 e 20:00 UTC do dia 15 de julho de 1993. A parte (a) se refere ao exp 1, (b) ao exp 2.

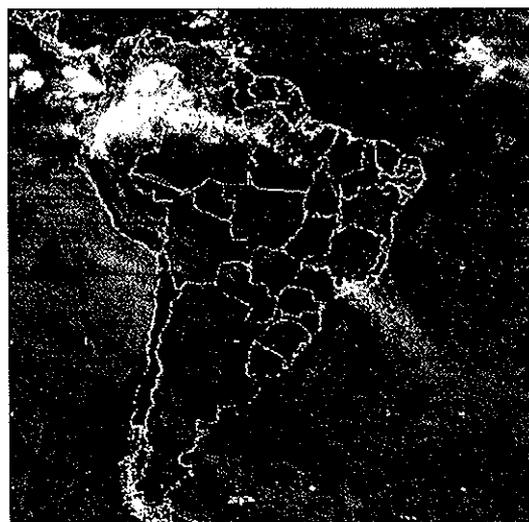


Figura 4.33: Imagem no visível às 16:30 UTC do dia 15 de julho de 1993.

## Capítulo 5

# Julho de 1993: Simulação do transporte de emissões de queimadas ocorridas no cerrado e floresta da América do Sul.

### 5.1 Descrição do experimento

O experimento foi realizado com duas grades, uma com resolução horizontal de 200 km estendendo de 97°W a 18°W e 47°S a 22°N (referida como grade 1), e uma aninhada com resolução de 50 km estendendo de 32°S a 8°N e de 82°W a 39°W (grade 2). A resolução vertical da grade 1 foi de 450 a 1100 m, com taxa de crescimento de 1.2, o topo desta grade se situou a 19.5 km. A grade 2 teve resolução vertical de 141 a 1100 m, com taxa de crescimento variando entre 1.06 a 1.2. O número de níveis verticais foi 29, com 13 níveis nos primeiros 3000 m e topo em 15.3 km. A grade 1 teve como objetivo principal o estudo do transporte a longa distância das emissões de queimadas que ocorrem no domínio da grade 2. O período de simulação foi de 14 dias (00Z/08 a 00Z/22) do mês de julho de 1993. A Fig. 5.1 (a) mostra a topografia do domínio da grade 2. A região dos Andes teve uma suavização maior impondo altitudes máximas em torno de 4200 m, as demais regiões a suavização foi menos intensa. A Fig. 5.1 (b) mostra o mapa

de vegetação do modelo, descrevendo os domínios com floresta, cerrado, caatinga (nordeste brasileiro) e semi-deserto (região dos Andes e parte da Argentina). A Fig. 5.2 (a) mostra o campo do albedo total modificado no modelo, com valores em torno de 12 a 13% em floresta, 18% em cerrado e 22% em região de caatinga e semi-árido.

Características médias da simulação são dadas a seguir. A Fig. 5.2 (b) mostra o campo de radiação de onda curta líquida chegando a superfície, média dos valores apresentados às 15:00 UTC de todo o período simulado. Observa-se valores em torno de  $600 \text{ W/m}^2$  absorvidos pela superfície em quase todo domínio de cerrado e floresta, apesar de haver um albedo menor que a região de cerrado, a região de floresta apresentou ocorrência maior de campos de nebulosidade e seu conteúdo de umidade na atmosfera também é maior, implicando em um saldo de radiação de onda curta na superfície praticamente igual ao do cerrado. A Fig. 5.3 apresenta os fluxos turbulentos de calor sensível (H), parte (a), e calor latente (LE), parte (b), obtidos por média temporal às 15:00 UTC. Na parte (a), a floresta apresenta valores de H entre  $100$  a  $150 \text{ W/m}^2$ , no cerrado e na caatinga de  $300$  a  $450 \text{ W/m}^2$ , e em torno de  $300 \text{ W/m}^2$  no semi-deserto. A parte (b) apresenta valores médios do fluxo de calor latente em torno de  $300$  a  $500 \text{ W/m}^2$  para a floresta, entre  $50$  a  $150 \text{ W/m}^2$  para a região de cerrado, enquanto que na caatinga e semi-deserto são menores que  $50 \text{ W/m}^2$ . Os oceanos apresentam valores entre  $50$  a  $200 \text{ W/m}^2$ .

A altura média apresentada pela camada de mistura às 18:00 UTC durante o experimento é mostrada na Fig. 5.4 (a). Como se pode observar, o topo da camada de mistura esteve entre  $1000$  e  $1600$  m na região de floresta. A região de cerrado ao norte de  $20^\circ\text{S}$  e a região de caatinga apresentaram topos entre  $1400$  e  $2200$  m. Algumas regiões de semi-deserto apresentaram topos acima de  $2400$  metros. A Fig. 5.4 (b) apresenta a taxa de precipitação convectiva acumulada no período, mostrando as áreas com ocorrência de precipitação. Pode observar-se que a maior parte se localiza ao norte do equador e relativamente pouca precipitação ocorre na bacia amazônica ao sul. Aparece precipitação na encosta leste dos Andes, gerada pelo efeito da topografia. A precipitação apresentada no sudeste do domínio se relaciona à ocorrência de frentes frias.

A Fig. 5.5 (a) apresenta a posição dos focos de queimadas observados pelo sen-

sor AVHRR no dia 12 e assimilados pelo modelo RAMS. Esta deve ser comparada com a Fig. 4.2 referente ao mapa de queimada original da Divisão de Satélites Ambientais do INPE. Neste dia foram assimilados 549 focos de queimadas em áreas de cerrado e floresta, com valores entre 0 a 11 focos por célula de grade. A quase totalidade de focos detectados situou-se em áreas de cerrado devido ao ângulo de varredura do sensor neste dia. No dia 19, por exemplo, (Fig. 4.3) o ângulo de varredura abrangeu uma área continental superior, tendo sido detectados 1167 focos na hora da passagem do satélite, incluindo regiões de floresta. A parte (b) da Fig. 5.5 apresenta a quantidade de monóxido de carbono emitida para atmosfera por estes focos de queimadas do dia 12, de acordo com a metodologia desenvolvida neste trabalho. A unidade desta emissão é  $\text{kg [CO] /m}^2$  (área queimada). As emissões em cerrado são pequenas comparadas com aquelas em floresta, devido à baixa densidade de biomassa acima do solo no cerrado. Uma descrição de todo o período se encontra na Fig. 5.6. A parte (a) mostra a quantidade e posição de todos os focos de queimadas assimilados pelo modelo. Foram ao todo 8192 focos em áreas de floresta e cerrado, sendo que a maioria deles ocorreu neste último ecossistema. A ocorrência máxima, em torno de 120 focos, se deu em um ponto de grade em região de floresta no Estado do Mato Grosso. A parte (b) apresenta a correspondente quantidade de  $CO$  emitida por unidade de área queimada. Novamente com valores em floresta bem superiores aos de cerrado. Durante todo o experimento foram emitidos, de acordo com a presente metodologia,  $2.1 \cdot 10^7$  toneladas de  $CO_2$ ,  $1.3 \cdot 10^6$  toneladas de  $CO$  e  $5.6 \cdot 10^5$  toneladas de  $PM_{25}$ .

A Fig. 5.7 (a) apresenta o topo da convecção profunda parametrizada (média temporal realizada sobre todo o período do experimento, excluindo os horários que não houve convecção), representando, aproximadamente, o nível de máximo desentranhamento de gases/partículas transportados por estes sistemas. Dentro da bacia amazônica, os sistemas convectivos apresentaram topos médios em torno de 7000 m acima da superfície. Profundidades maiores ocorreram ao norte do equador, entre 8000 e 10500 m, e em sistemas associados à entrada de frentes frias, em torno de 8000 m. A parte (b) da mesma figura, apresenta o mesmo tipo de média associada ao termo de tendência do transporte convectivo (Eq. 3.31) para o  $CO$ , em ppb/dia. Como se pode observar, quando havia convecção e  $CO$

na camada limite, o transporte se deu a taxas médias entre 1 a 400 ppd/dia, com os valores maiores associados, obviamente, às regiões mais próximas àquelas com atividade de queimadas, tendo, portanto, camadas limites mais poluídas. Observa-se ainda, transporte associado à convecção produzida de duas formas distintas: convecção local na bacia amazônica, e convecção formada pela convergência de massas de diferentes temperaturas no sudeste do domínio. Relativamente pouco transporte é observado na encosta leste dos Andes

## 5.2 Descrição do transporte

Uma descrição média do transporte horizontal na grade 1 é feita a seguir. As Figs. 5.8, 5.9 e 5.10 apresentam médias temporais da razão de mistura de  $CO$ <sup>(1)</sup> e do campo de vento horizontal, em níveis 1000, 6500 e 3500 metros acima da superfície, respectivamente. As partes (a) e (b) correspondem às duas semanas do experimento, 00Z08 a 24Z14 e 00Z15 às 24Z21, respectivamente. Em 1000 m, os valores da razão de mistura de  $CO$  na região de queimadas ficaram entre 2 e 150 ppb, médias em volumes de grade da ordem de  $3.2 \cdot 10^{13} m^3$ , nas duas semanas. O transporte neste nível se dá principalmente pelos seguintes mecanismos. Ventos de sul associados às frentes frias advectam gases da região de queimadas mais a oeste do continente para dentro da bacia amazônica, que se juntando aos gases emitidos localmente são advectados para oeste pelos alísios de leste, ultrapassando os Andes em torno da latitude  $5^\circ S$ , que apresenta uma depressão nesta posição, se dirigindo para o interior do Oceano Pacífico. Este processo, quando ocorre, acontece numa faixa estreita à oeste, de modo que relativamente pouco gás é advectado desta forma. A maior parte é transportada pelos alísios que vindo de leste advectam fumaça inicialmente para a oeste, mas com o bloqueio topográfico dos Andes, viram para sul e ao encontrarem fluxos de oeste vindos do Pacífico Sul, transportam os gases para a direção sudeste do Brasil, saindo para a parte mais ao sul do oceano Atlântico. Esta configuração foi praticamente constante

---

<sup>1</sup>Uma observação importante é a de que, neste trabalho, todas as concentrações de gases/partículas são a rigor valores acima dos de 'background' da atmosfera, de modo que representam o excesso associado aos eventos de queimadas.

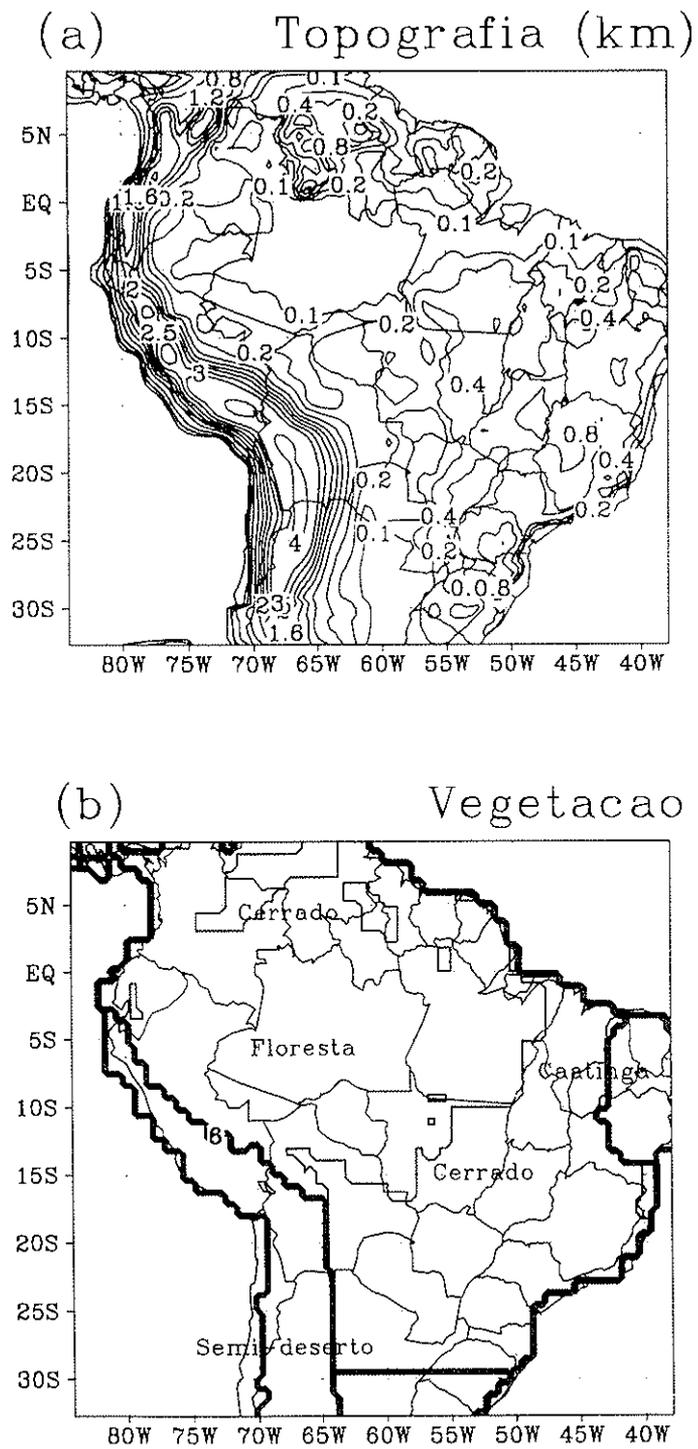
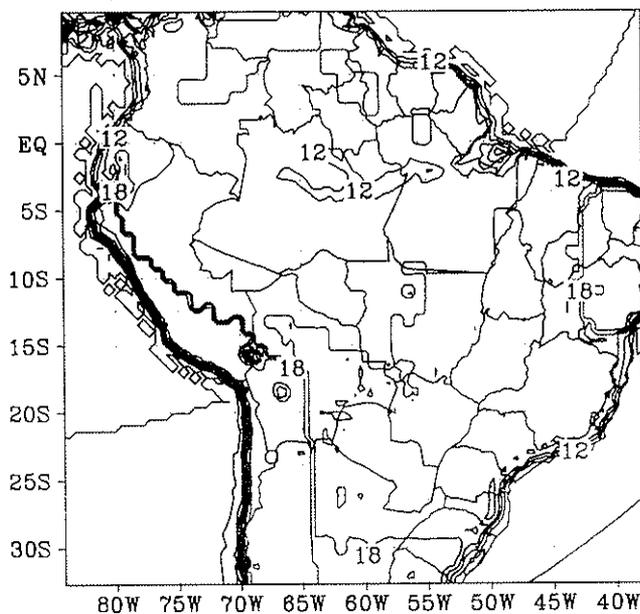


Figura 5.1: Topografia em km (a) e vegetação (b) da grade aninhada do experimento.

(a) Albedo total (%)



(b) Rad onda curta liq (W/m<sup>2</sup>)  
 Media ` as 15:00 UTC de 15Z08-15Z21JUL1993

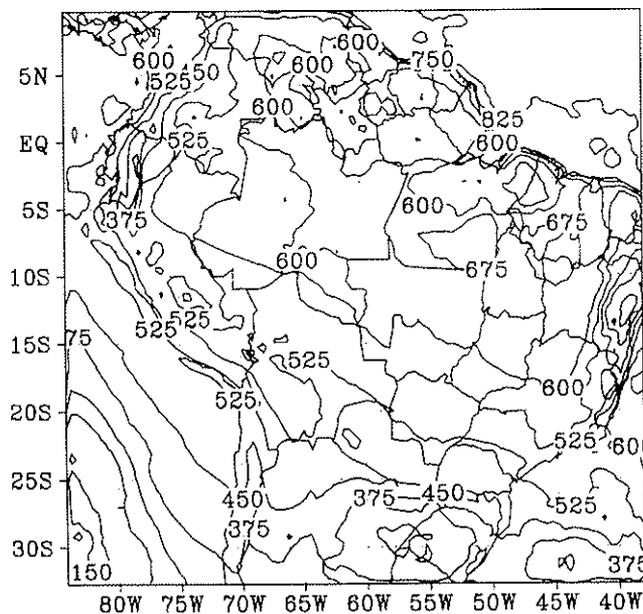
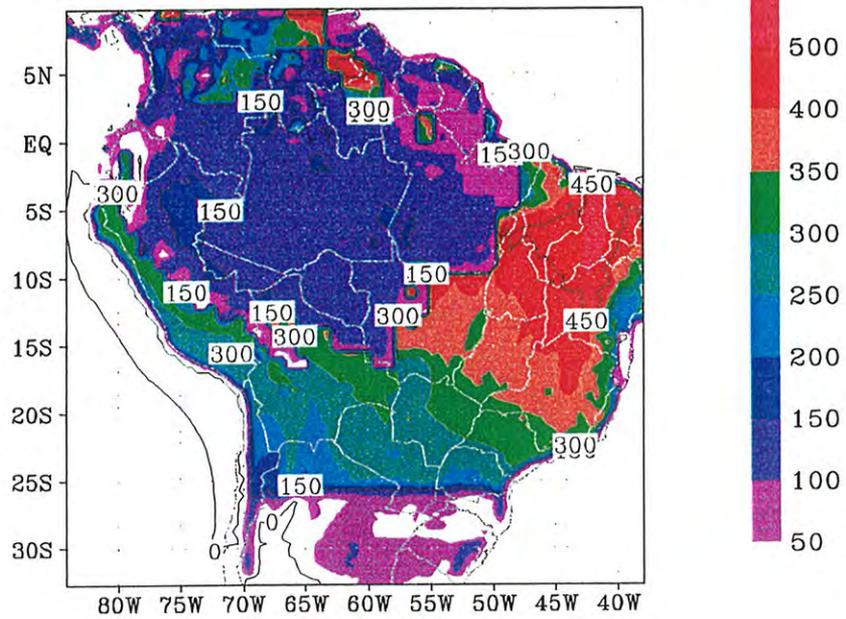


Figura 5.2: (a) Albedo total (%) modificado no modelo. (b) Radiação de onda curta líquida absorvida pela superfície (W/m<sup>2</sup>), média temporal às 15:00 UTC do período de simulação (08-21 julho de 1993).

(a)  $H$  ( $W/m^2$ )  
 Média às 15:00 UTC de 15Z08-15Z21JUL1993



(b)  $LE$  ( $W/m^2$ )  
 Média às 15:00 UTC de 15Z08-15Z21JUL1993

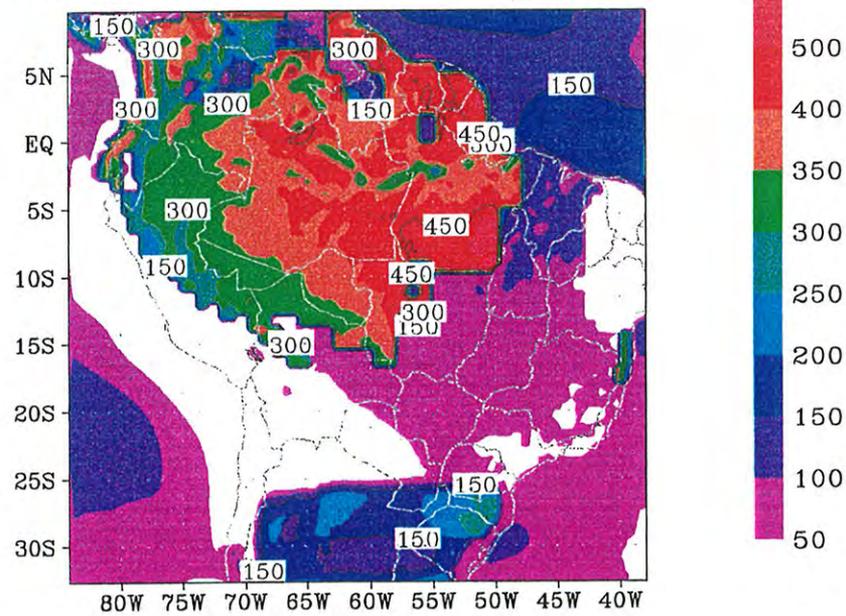
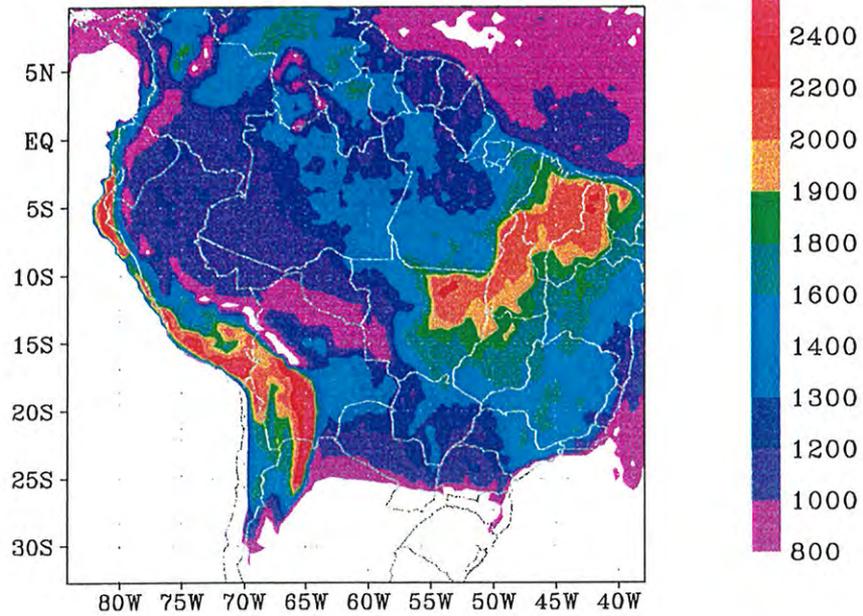


Figura 5.3: (a) Fluxo turbulento de calor sensível ( $W/m^2$ ) às 15:00 UTC. (b) Fluxo turbulento de calor latente ( $W/m^2$ ) às 15:00 UTC. Média temporal no período da simulação.

(a) ZI (m)  
 Media às 18:00 UTC de 18Z08-18Z21JUL1993



(b) Prec conv acumulada (mm)  
 00Z08 a 00Z22JUL93

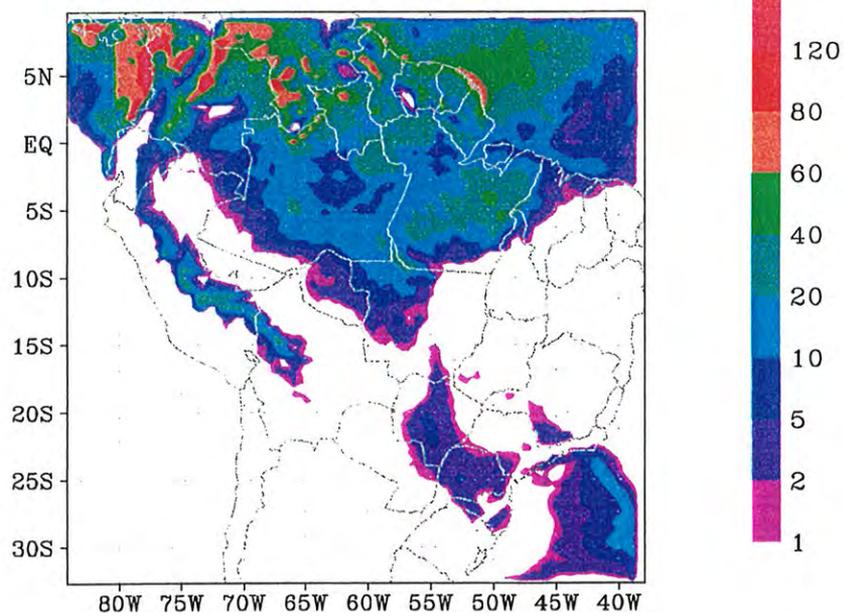
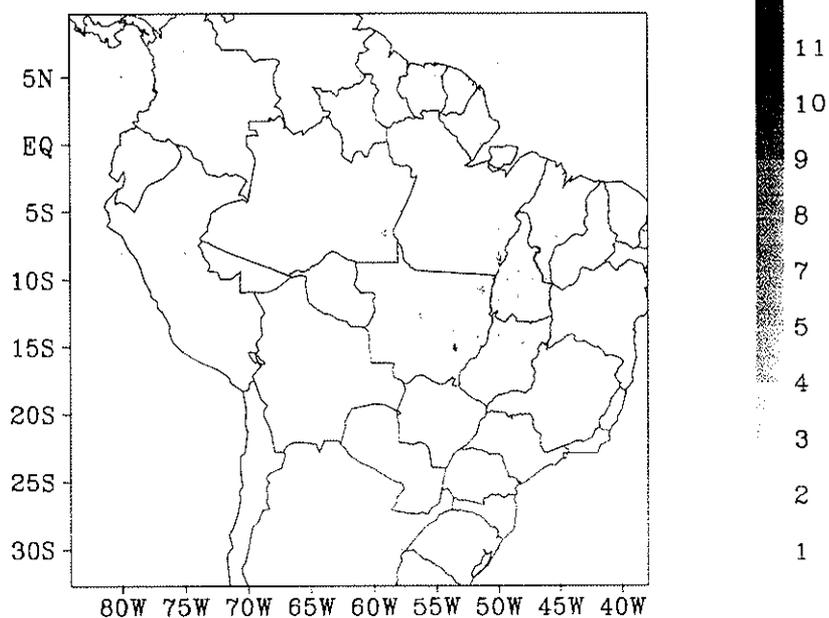


Figura 5.4: (a) Altura da camada de mistura (m) às 18:00 UTC, média temporal do período de 08 a 21 de julho de 1993. (b) Precipitação convectiva acumulada (mm) no período de 00Z08 a 00Z21julho1993.

(a) Focos de queimadas assimilados pelo RAMS  
549 focos em 12JUL1993



(b) Densidade de monóxido de carbono emitido  
kg/m<sup>2</sup> - 12JUL1993

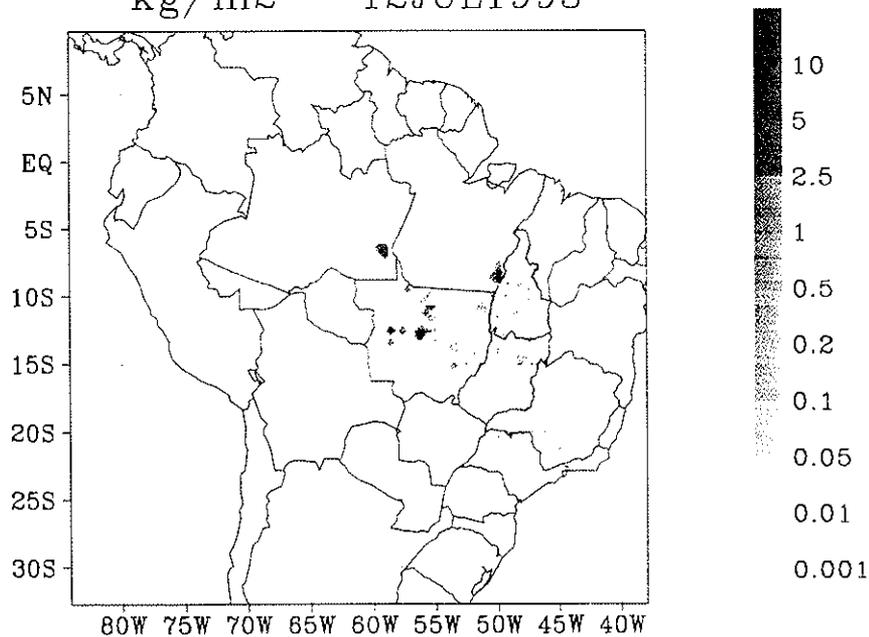
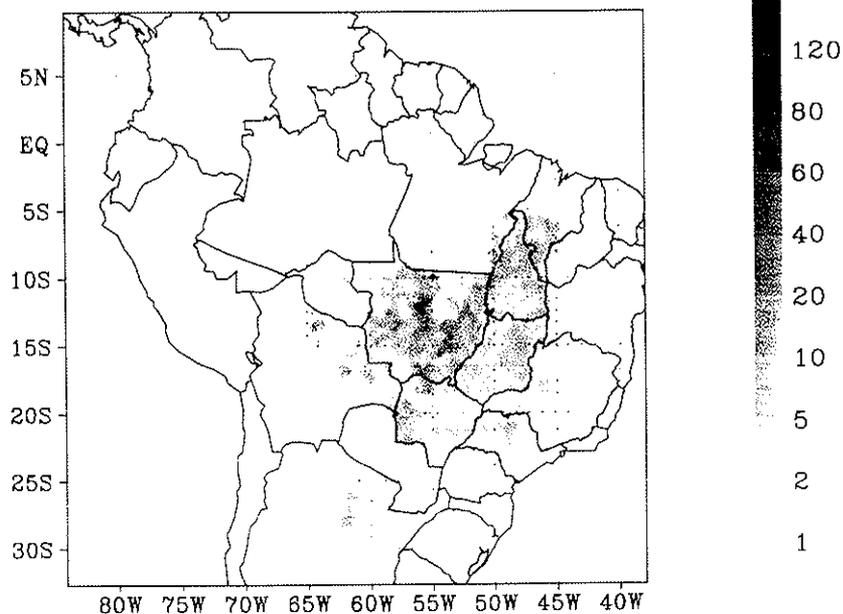


Figura 5.5: (a) Posição e número de focos de queimadas detectados pelo sensor AVHRR e assimilados pelo modelo RAMS, dia 12 de julho de 1993. (b) Quantidade de monóxido de carbono emitido por unidade de área queimada (kg/m<sup>2</sup>).

(a) Todos os focos de queimadas assimilados  
8192 focos de 08 a 21 JUL1993



(b) Densidade de monóxido de carbono emitido  
kg/m<sup>2</sup> - 08 a 21 JUL1993

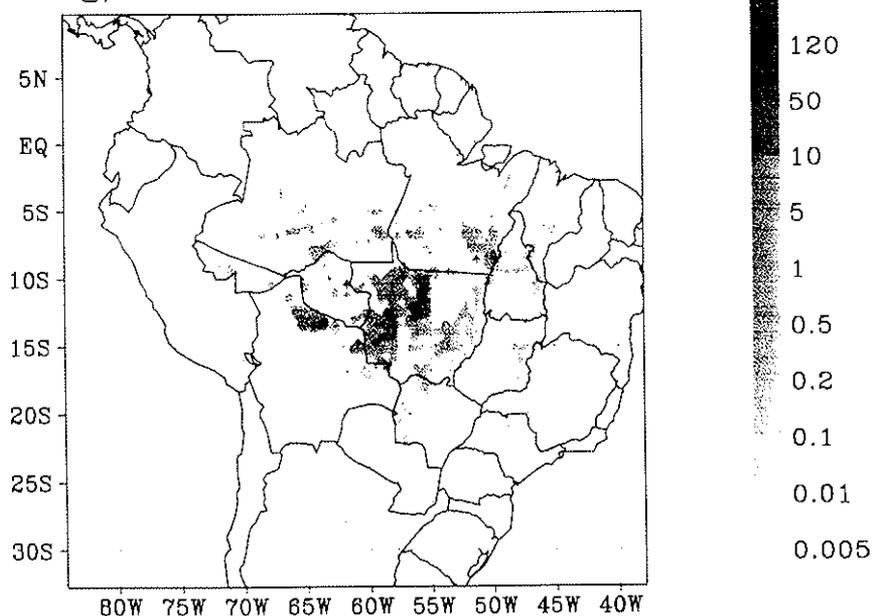


Figura 5.6: (a) Todos os focos de queimadas detectados pelo sensor AVHRR e assimilados pelo modelo durante o período de simulação. (b) Correspondente quantidade parametrizada de monóxido de carbono emitido por unidade de área queimada (kg/m<sup>2</sup>).

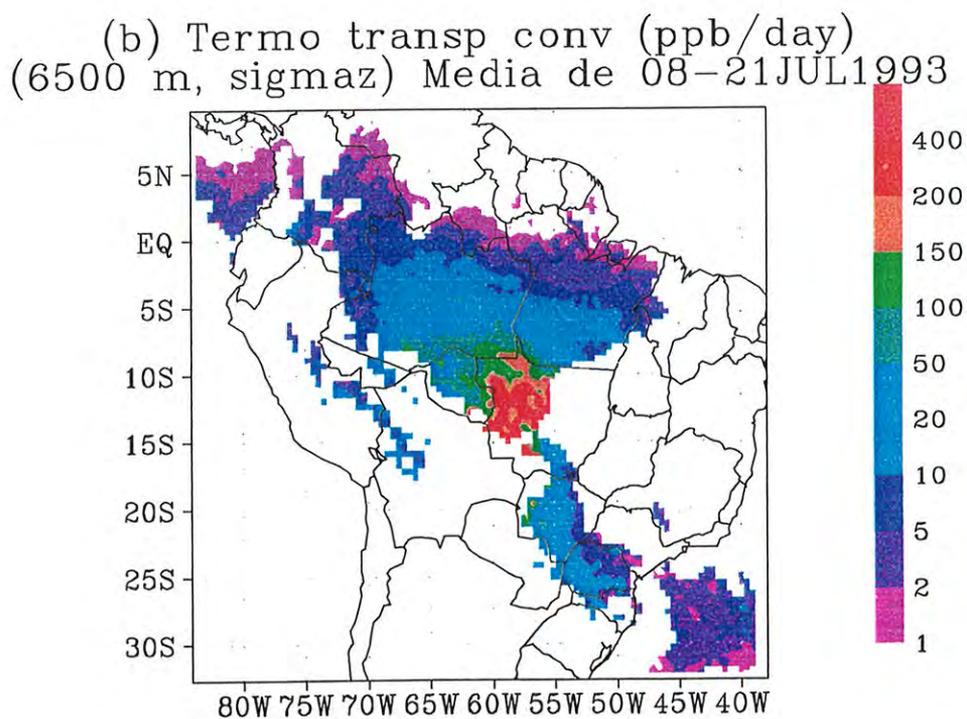
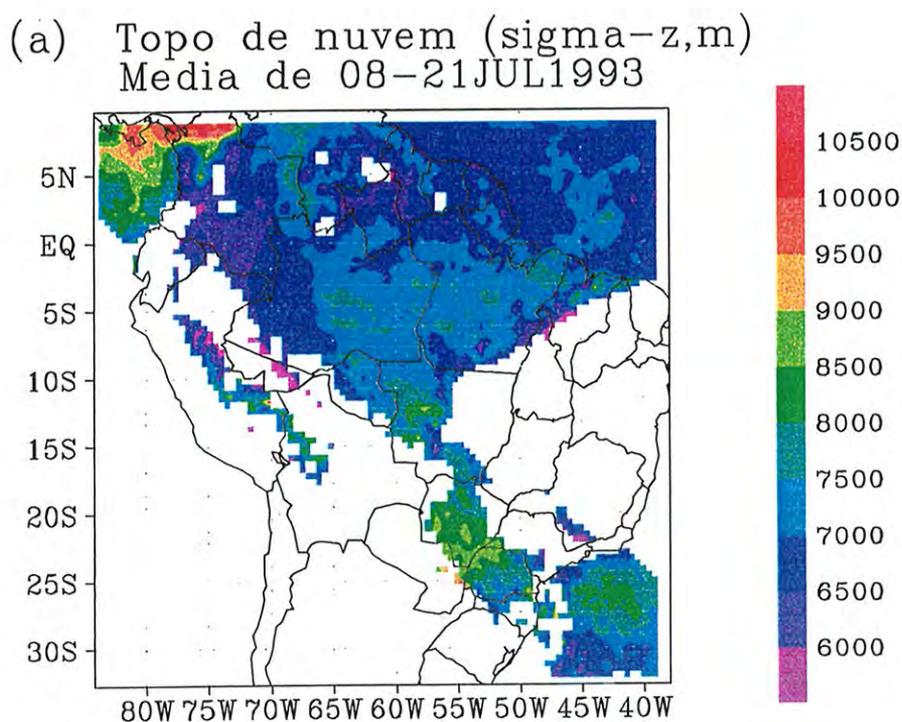


Figura 5.7: (a) Altura acima da superfície do topo convecção profunda parametrizada. Média temporal sobre os horários que apresentaram convecção. (b) Termo de tendência associado ao transporte convectivo ao nível de 6500 m acima da superfície. Média temporal sobre os horários que apresentaram convecção profunda.

no período, produzindo duas saídas continentais preponderantes, para leste em torno de  $5^{\circ}\text{S}$  e para sudeste em torno de  $25^{\circ}\text{S}$  e  $50^{\circ}\text{W}$ , como se pode observar na Fig. 5.8. Na 2ª semana, o anticiclone do Atlântico apresenta um deslocamento em torno de  $10^{\circ}$  para o sul, produzindo uma intensificação do fluxo de leste sobre a região de queimadas, resultando numa mais intensa exportação de poluentes para o oceano Pacífico.

A Fig. 5.9 apresenta uma descrição média do transporte horizontal ao nível de 6500 m acima da superfície, de monóxido de carbono emitido pelas queimadas e transportado para este nível por sistemas convectivos. O transporte é determinado pelo anticiclone do Atlântico que ocorre em torno da latitude  $10^{\circ}\text{S}$  e pelo fluxo de oeste dominando toda a região ao sul da latitude  $5^{\circ}\text{S}$ . Na primeira semana, parte (a), o anticiclone permaneceu a maior parte do tempo sobre o oceano em torno de  $35^{\circ}\text{W}$ , apresentando uma oscilação entre a costa e o oceano e uma pequena oscilação em torno da latitude  $15^{\circ}\text{S}$ . Esta posição favoreceu de forma preponderante o transporte de  $\text{CO}$  para direção sudeste do Brasil, com pouco transporte para oeste em direção ao oceano Pacífico. No entanto, na segunda semana, parte (b), o anticiclone apresentou frequentemente uma configuração em que este se desdobrava-se em dois, um deles penetrava sobre o continente e o outro se afastava em direção ao oceano Atlântico, produzindo uma posição média sobre o continente. Nesta situação, o anticiclone sobre o continente intensifica a exportação de gases em direção ao Pacífico, em torno da latitude  $5^{\circ}\text{S}$  e ao mesmo tempo, seu ramo a leste, produz uma recirculação de gases que estavam mais ao sul, poluindo regiões sobre o nordeste do Brasil. Outro fato produzido por esta configuração é a de que, os dois anticiclones criam regiões 'descontínuas' de poluição, no sentido de que a recirculação produzida pelo anticiclone continental bloqueia em parte a emissão para o oceano Atlântico, enquanto que o anticiclone sobre o oceano tende a afastar os gases mais rapidamente para seu interior. Nesta figura isto é representado pela 'bolha' de razão de mistura limitada por 2 ppb. Parte dos gases exportados para oeste, é advectada para sul seguindo a costa oeste da América do Sul.

Na baixa troposfera, 3500 m, (Fig. 5.10) o comportamento do transporte se deu de forma similar. Com exportação principalmente para sudeste na 1ª semana com o anticiclone permanecendo sobre o oceano Atlântico, enquanto que

na 2ª semana, o anticiclone se desdobra em dois, dentro e fora do continente, intensificando a exportação para oeste e criando uma recirculação para dentro do continente a leste.

Uma descrição vertical dos domínios por onde os gases são exportados/importados do/para o continente é dada nas figuras 5.11 e 5.12. A Fig. 5.11 apresenta a média temporal do fluxo de massa de  $CO$  na direção zonal ( $\overline{\rho s_{CO} \bar{u}}$ ) na escala resolvida, em unidades  $kg/(km^2 h)$ , tomada ao longo das longitudes  $40^\circ W$ , partes (a) e (b), e  $83^\circ W$ , partes (c) e (d). Apresenta-se os fluxos obtidos na grade 2 que possui melhor resolução vertical. Na 1ª semana, partes (a) e (c), a saída se dá preferencialmente para sudeste, (a), com relativamente baixa exportação para oeste em direção ao Pacífico, (c). Na parte (a) observa-se um núcleo de exportação, associado aos gases transportados verticalmente por sistemas convectivos, com valores de até  $180 kg/(km^2 h)$  de  $CO$  ao nível entre  $6000$  e  $7000$  m, saindo à latitude  $23^\circ S$ , e uma relativamente pequena importação de  $4 kg/(km^2 h)$  entre  $10^\circ S$  e  $5^\circ S$ . Abaixo dos  $4000$  m, a exportação se dá entre  $26^\circ S$  e  $32^\circ S$ , com valores praticamente homogêneos em torno de  $20 kg/(km^2 h)$ . A exportação na fronteira oeste, (c) se dá em torno da latitude  $5^\circ S$  e nível de  $3000$  m, com máximo de  $10 kg/(km^2 h)$ . Já na 2ª semana, partes (b) e (d), a configuração do anticiclone no nordeste do domínio, ao nível de  $6500$  m, discutida acima, intensifica na fronteira leste a importação de gases para dentro do continente, com um núcleo de  $18 kg/(km^2 h)$  em torno da latitude  $5^\circ S$  e nível entre  $6000$  e  $7000$  m e, ao mesmo tempo, intensifica a exportação na fronteira oeste, (d), com máximo em torno de  $15 kg/(km^2 h)$ . Da mesma forma, a evolução da circulação anticiclônica ao nível de  $3500$  m impõe uma intensificação da exportação para o oceano Pacífico e uma recirculação na fronteira leste, na 2ª semana. A Fig. 5.12 apresenta a exportação/importação governada pelo vento meridional, ao longo das latitudes  $6^\circ N$ , partes (a) e (b), e  $30^\circ S$ , partes (c) e (d). Quase nenhum fluxo é observado na fronteira norte. Na fronteira sul, inicialmente na 1ª semana (a) o transporte meridional se dá para o sul, não mostrado nesta latitude, porém, a ocorrência de uma frente fria, torna o vento meridional para norte produzindo um refluxo de  $CO$  para o interior do domínio, com valores da ordem de  $2.5 kg/(km^2 h)$  em baixos níveis, na latitude de  $25^\circ S$  este fluxo para o norte atinge valores da ordem de  $20 kg/(km^2 h)$ . Em níveis mais altos o fluxo é de norte trazendo  $CO$  da

região de queimadas, por cima da massa de ar frio. Um núcleo de  $35 \text{ kg}/(\text{km}^2 \text{ h})$  é observado ao nível de 6500 m, associado ao transporte convectivo ocorrido ao norte. Na 2ª semana, parte (b), o fluxo foi preponderantemente de norte.

### 5.2.1 Efeito do transporte convectivo

#### Descrição média

Para estudo do papel do transporte associado às circulações convectivas úmidas e profundas, foi realizado também a integração da equação de transporte para um gás com os mesmos termos fonte e sumidouro do monóxido de carbono ( $CO$ ), porém sem o termo de transporte convectivo. Este gás será referido como  $CO_{stc}$ . A distribuição horizontal do  $CO_{stc}$  é muito similar àquelas apresentadas para o  $CO$  em baixos níveis, apresentando apenas uma pequena superioridade nos valores de razão de mistura. Os domínios verticais por onde se dá a exportação/importação do gás também é semelhante a menos na média e alta troposferas. A Fig. 5.13 apresenta os domínios zonais. Observa-se que estes ficam abaixo dos 4000 m e são preponderantemente de exportação, com taxas um pouco superiores àquelas associadas ao  $CO$ . A distribuição vertical de massa de  $CO$  ( $\circ$ ) e  $CO_{stc}$  ( $+$ ) integrada horizontalmente sobre a grade 2 e tomada a média temporal sobre as duas semanas, é apresentada na Fig. 5.14 (a), em unidades  $10^3 \text{ ton}/\text{km}$ . O gás  $CO_{stc}$  permanece confinado nos três primeiros km da atmosfera, enquanto que o termo convectivo distribui  $CO$  até 9000 m. Entre 3000 e 6000 m, o  $CO$  apresenta uma distribuição média de  $30 \cdot 10^3 \text{ ton}/\text{km}$ , removidos da camada limite planetária. A parte (b), apresenta a massa total média de ambos gases em cada nível vertical do modelo, mostrando um máximo local de  $17 \cdot 10^3 \text{ ton}$ , em torno do nível de 6000 m para o monóxido de carbono com termo de transporte convectivo.

#### Dia 12/13 de julho

Nesta seção será descrito o transporte convectivo associado à simulação durante o período das 21Z/12 a 03Z/13 de julho. A Fig. 4.5 apresenta imagem de satélite no infravermelho às 23:00 UTC do dia 12, mostrando a ocorrência

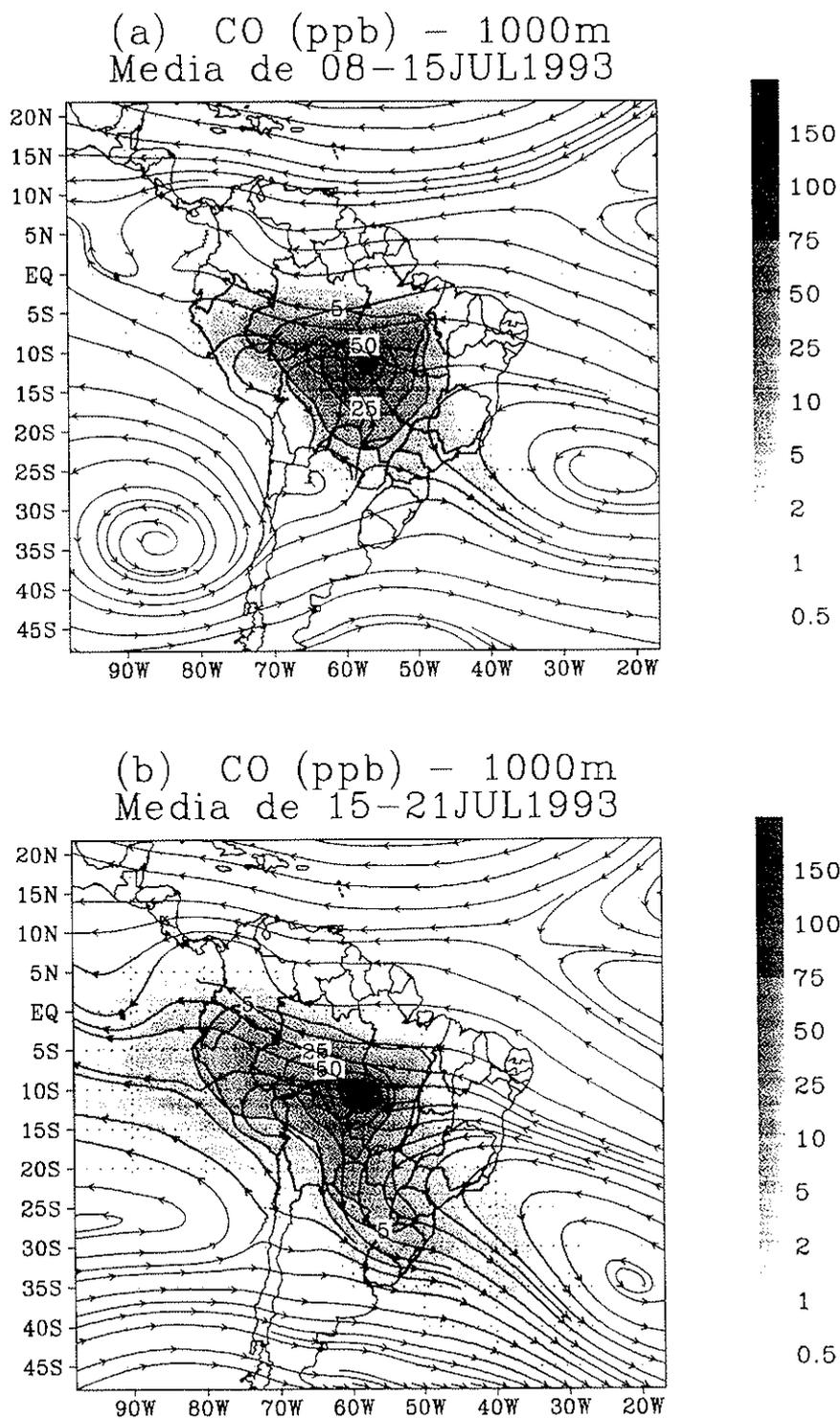


Figura 5.8: (a) Razão de mistura (ppb) de CO ao nível de 1000 m acima da superfície, média temporal na 1ª semana do experimento. (b) Razão de mistura (ppb) de CO ao nível de 1000 m acima da superfície, média temporal na 2ª semana do experimento.

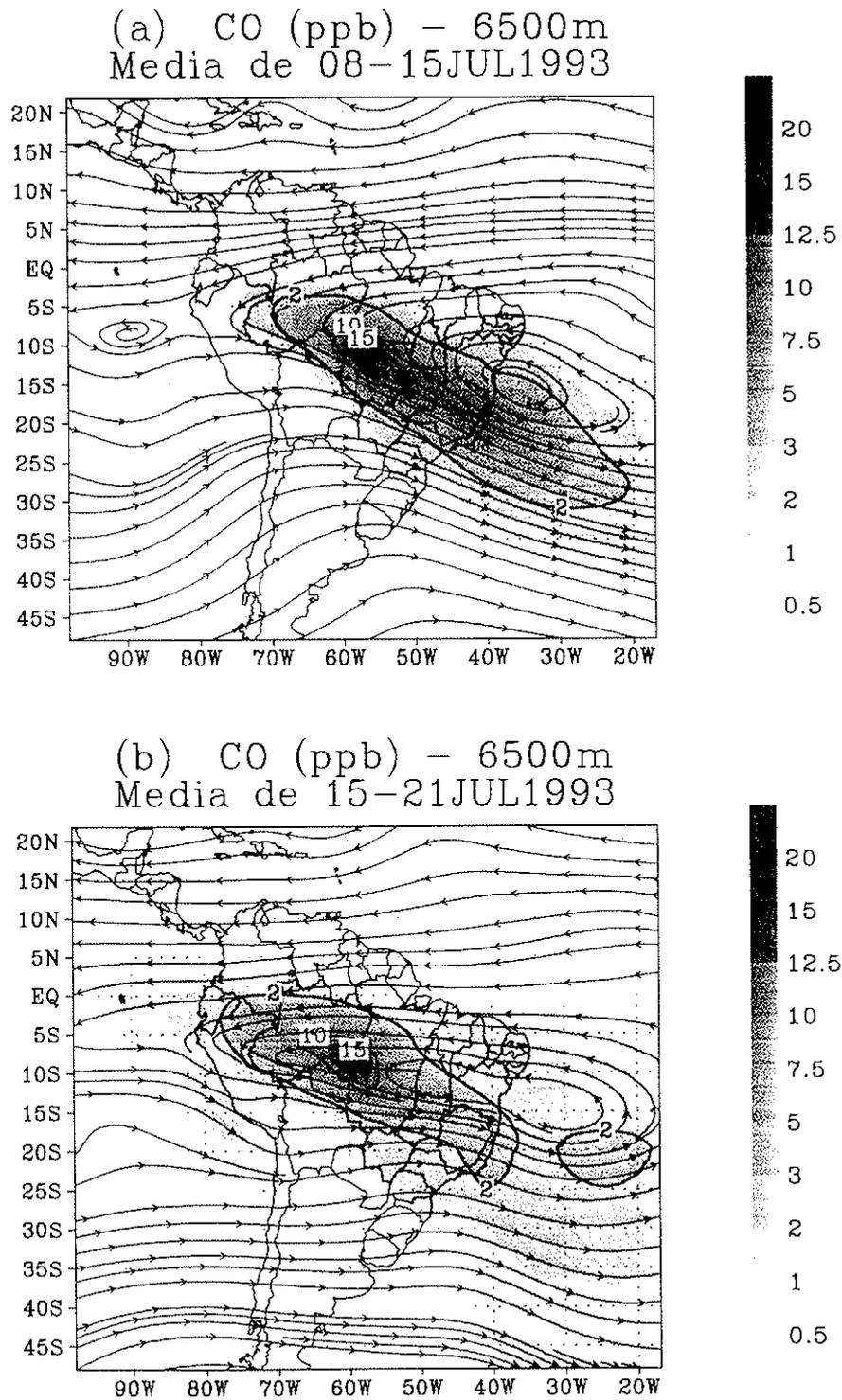


Figura 5.9: (a) Razão de mistura (ppb) de CO ao nível de 6500 m acima da superfície, média temporal na 1ª semana do experimento. (b) Razão de mistura (ppb) de CO ao nível de 6500 m acima da superfície, média temporal na 2ª semana do experimento.

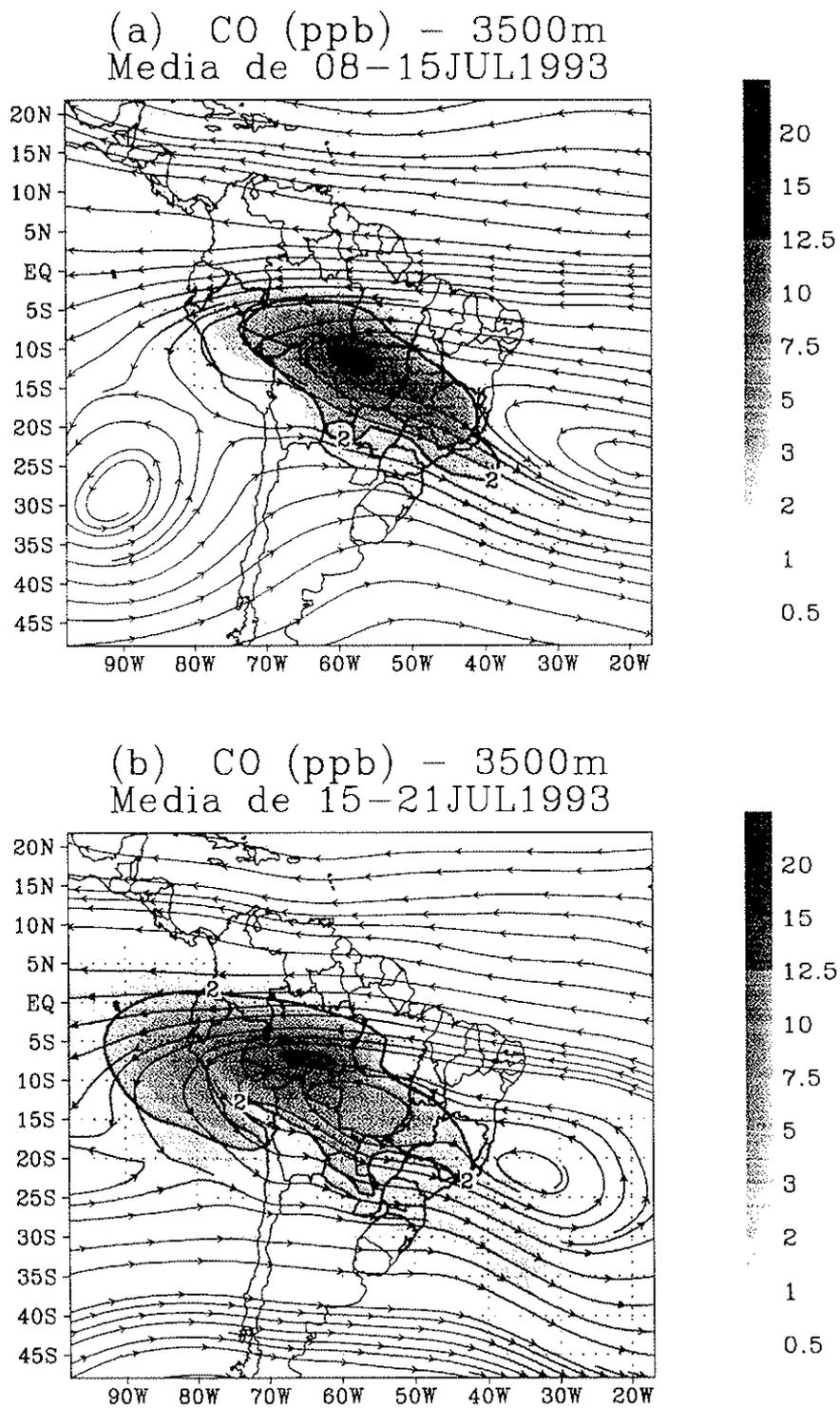
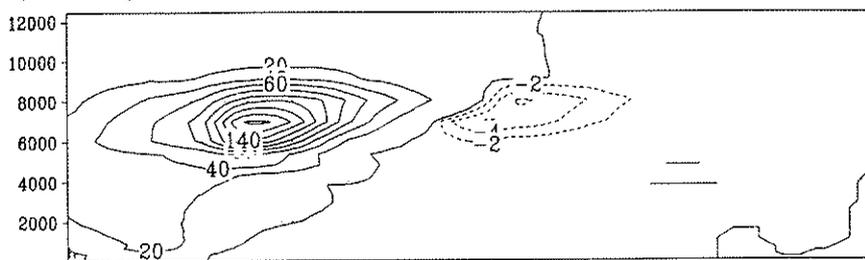
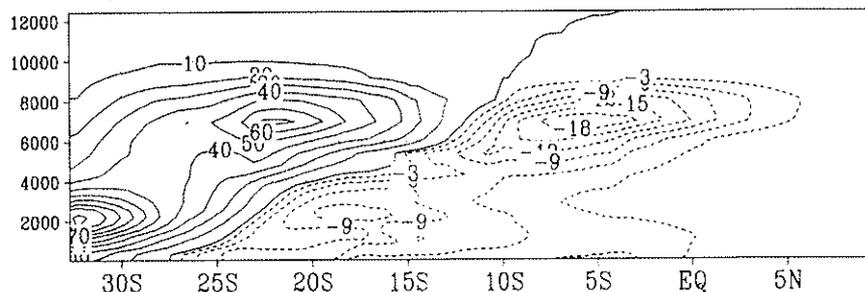


Figura 5.10: (a) Razão de mistura (ppb) de CO ao nível de 3500 m acima da superfície, média temporal na 1ª semana do experimento. (b) Razão de mistura (ppb) de CO ao nível de 3500 m acima da superfície, média temporal na 2ª semana do experimento.

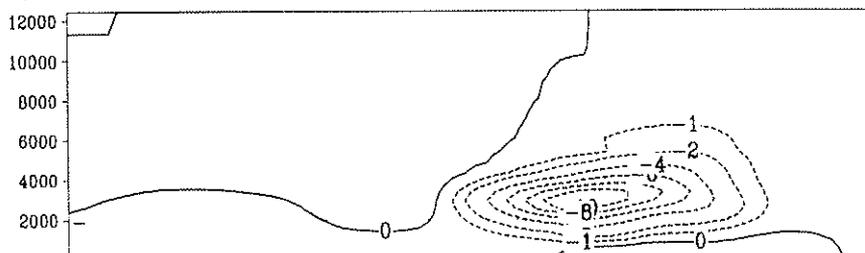
(a)  $\text{kg}/(\text{km}^2 \text{ h})$  LON 40W - 1semana



(b) - 2semana



(c)  $\text{kg}/(\text{km}^2 \text{ h})$  Lon 83W - 1semana



(d) - 2semana

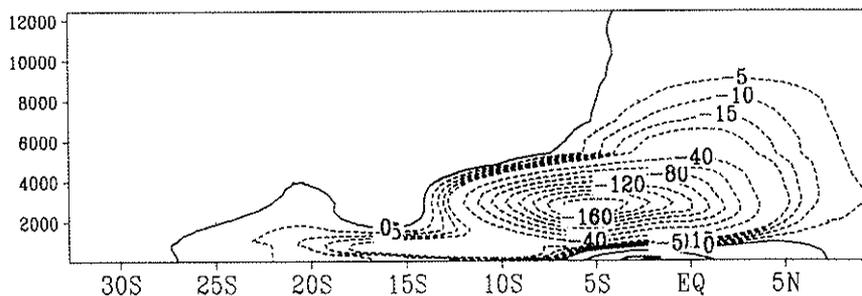


Figura 5.11: (a) Média temporal sobre a 1ª semana do experimento, do fluxo zonal de CO sobre a fronteira de longitude 40°W. (b) O mesmo fluxo de (a) na 2ª semana. (c) Média temporal sobre a 1ª semana do experimento, do fluxo zonal de CO sobre a fronteira de longitude 83°W. (d) O mesmo fluxo de (c) na 2ª semana. (Obs.: positivo indica fluxo para leste).

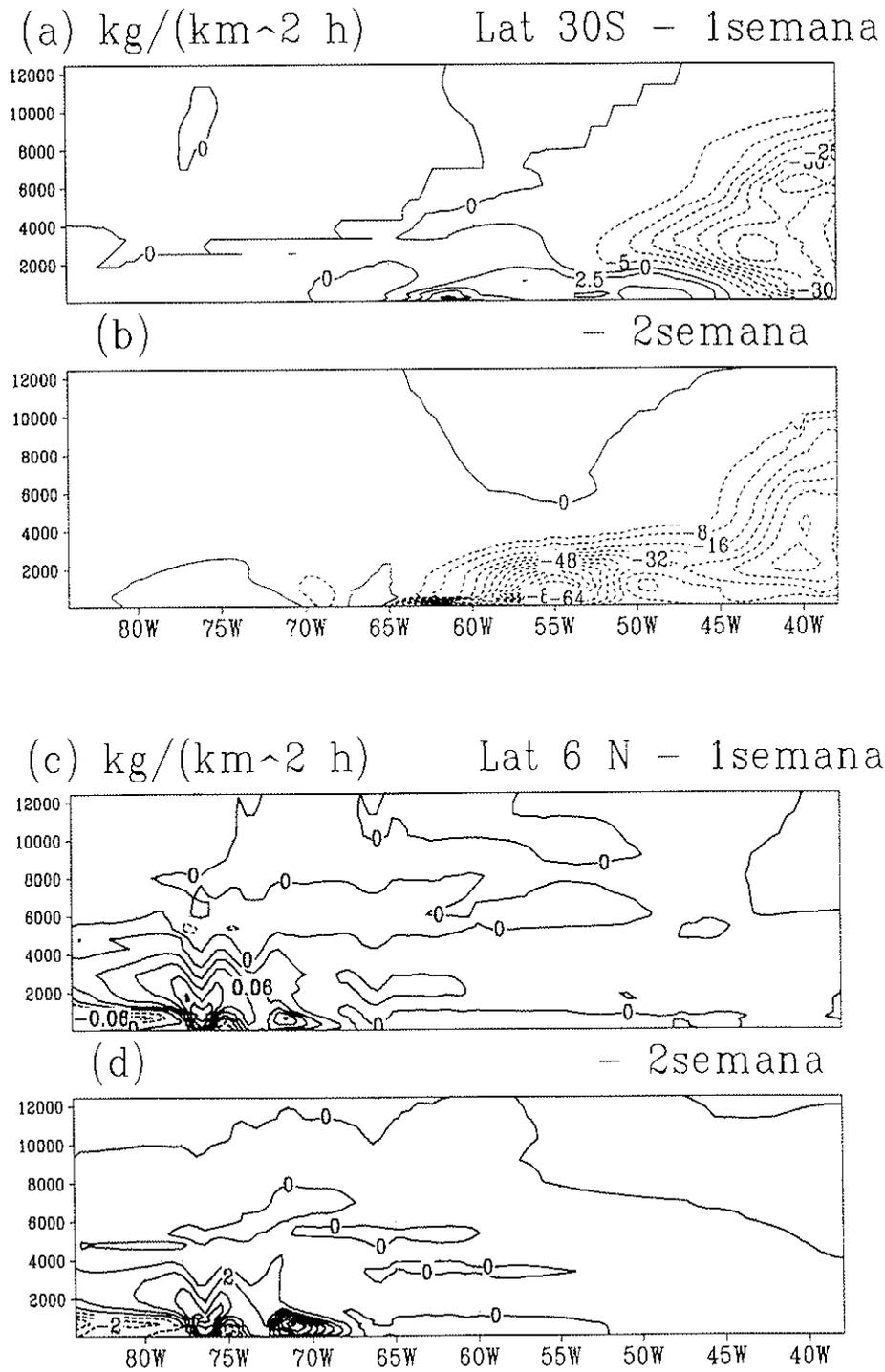


Figura 5.12: (a) Média temporal sobre a 1ª semana do experimento, do fluxo meridional de CO sobre a fronteira de latitude 30°S. (b) O mesmo fluxo de (a) na 2ª semana. (c) Média temporal sobre a 1ª semana do experimento, do fluxo meridional de CO sobre a fronteira de longitude 6°N. (d) O mesmo fluxo de (c) na 2ª semana. (Obs.: positivo indica fluxo para norte).

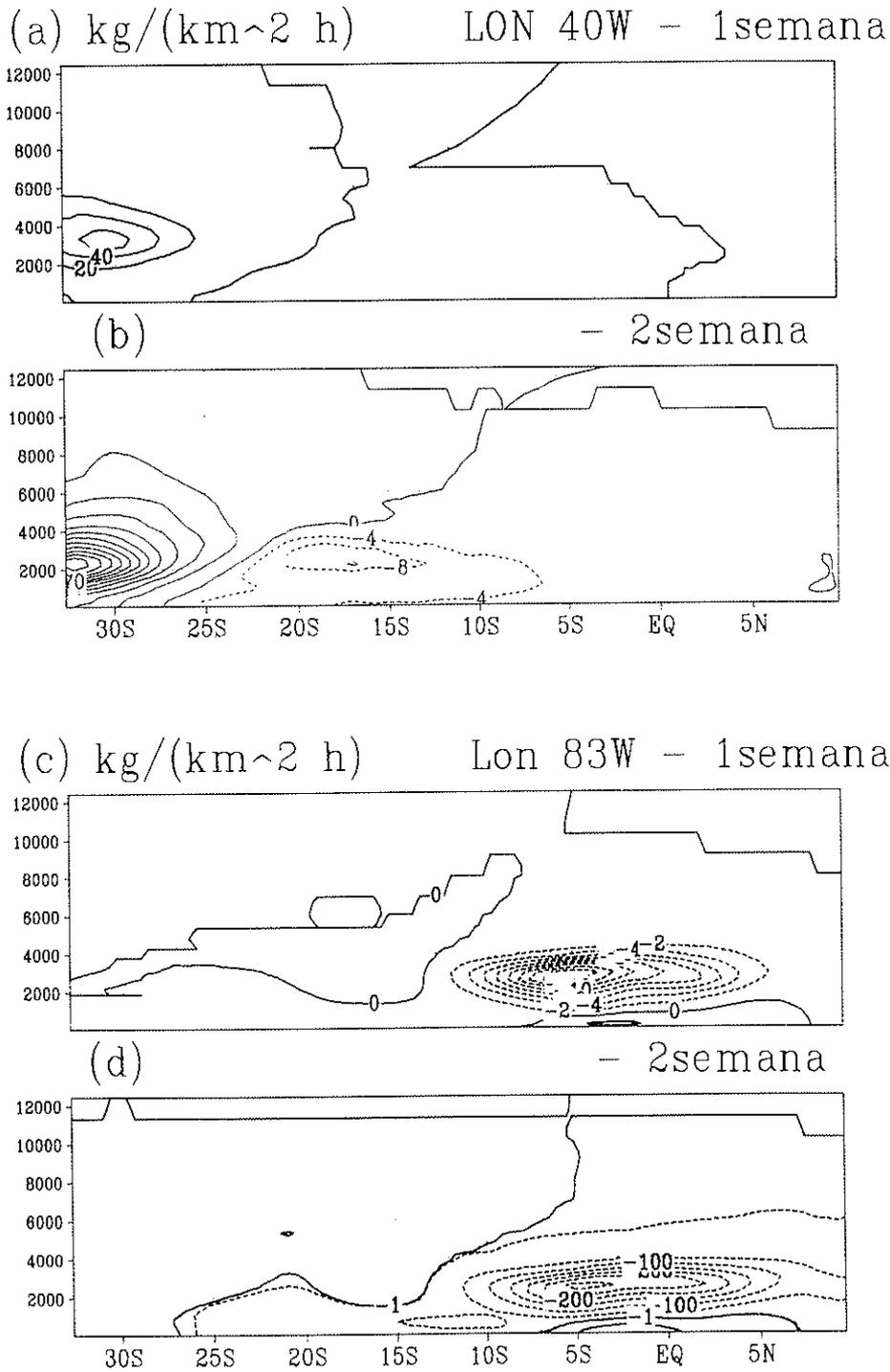


Figura 5.13: (a) Média temporal sobre a 1ª semana do experimento, do fluxo zonal de  $CO_2$  sobre a fronteira de longitude 40°W. (b) O mesmo fluxo de (a) na 2ª semana. (c) Média temporal sobre a 1ª semana do experimento, do fluxo zonal de  $CO_2$  sobre a fronteira de longitude 83°W. (d) O mesmo fluxo de (c) na 2ª semana. (Obs.: positivo indica fluxo para leste).

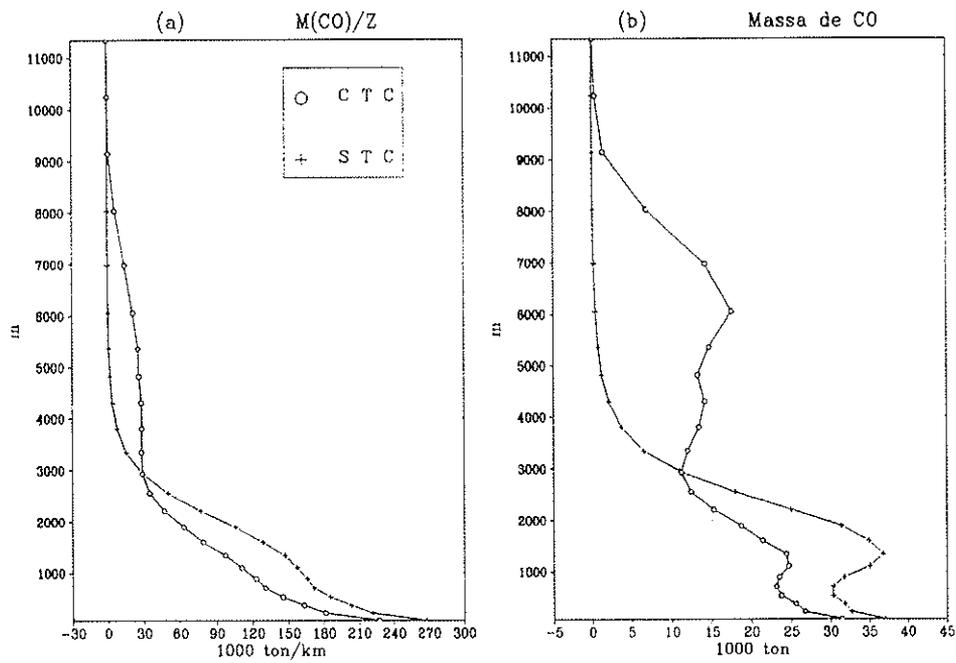


Figura 5.14: (a) Distribuição vertical da massa de  $CO$  ( $\circ$ ) e  $CO_{stc}$  ( $+$ ) integradas horizontalmente, média temporal sobre a grade 2 em todo o período do experimento. (b) Massa de  $CO$  ( $\circ$ ) e  $CO_{stc}$  ( $+$ ) em cada nível vertical do modelo, média temporal sobre a grade 2 em todo o período do experimento.

de convecção na bacia amazônica. A simulação realizada não reproduziu os todos detalhes mostrados nesta imagem. As Figs. 5.15 (a) e (b) apresentam a simulação do nível de condensação por levantamento e do topo da nuvem, respectivamente, em metros acima da superfície. São médias temporais do período 21Z/12 a 03Z/13 de julho, apresentando LCL entre 500 e 1500 m e topos entre 5500 e 10000 m. A parte (c) mostra a razão de mistura média de monóxido de carbono no período e nos primeiros 1900 metros acima da superfície. Com a pluma de fumaça cobrindo todo o Brasil Central e adentrando a bacia amazônica, onde está ocorrendo convecção profunda. Máximos de razão de mistura chegam a 150 ppb, média em volumes da ordem de  $10^{12}$  m<sup>3</sup>. Debaxo da região convectiva, na fronteira entre os Estados do Mato Grosso, Pará e Amazonas, a razão de mistura média é de 5 a 25 ppb. Nesta região, o topo da convecção profunda parametrizada está em torno de 6500 a 9000 m. O transporte de gases por estes sistemas convectivo é mostrado na Fig. 5.16. A parte (a) apresenta o termo de tendência associado a este transporte para a razão de mistura de *CO*, média no período e ao nível de 7000 m acima da superfície. Valores da ordem de 40 ppb/dia são observados em quase toda extensão, ocorrendo, porém, núcleos de até 200 ppb/dia em regiões onde a camada limite está mais poluída. A partes (b) e (c) apresentam a razão de mistura do gás transportado, média no período e no nível de 7000 m. Observa-se um núcleo de 15 a 27 ppb sobre a região convectiva sendo transportado para sudeste pela convergência associada a frente fria que se encontra sobre o Estado de São Paulo.

### **Dia 15 de julho**

A imagem de satélite descrita na Fig. 4.33 referente às 16:30 UTC do dia 15 de julho e as Figs. 4.7 (a) e (b) que mostram as configurações dos campos de temperatura e do vento horizontal às 00 UTC deste dia, em 925 mb, indicam a penetração de uma frente fria em regiões de latitudes ao norte de 10° S, levando ar frio e seco para a região amazônica. O campo de vento apresenta uma linha de convergência ao longo da direção NW a SE provocando a ocorrência de uma linha de convecção. A penetração da frente advecta ar poluído das regiões mais ao sul para dentro da bacia amazônica, o qual ao entrar na região convectiva é transportado para a troposfera. A simulação do correspondente topo da convecção é

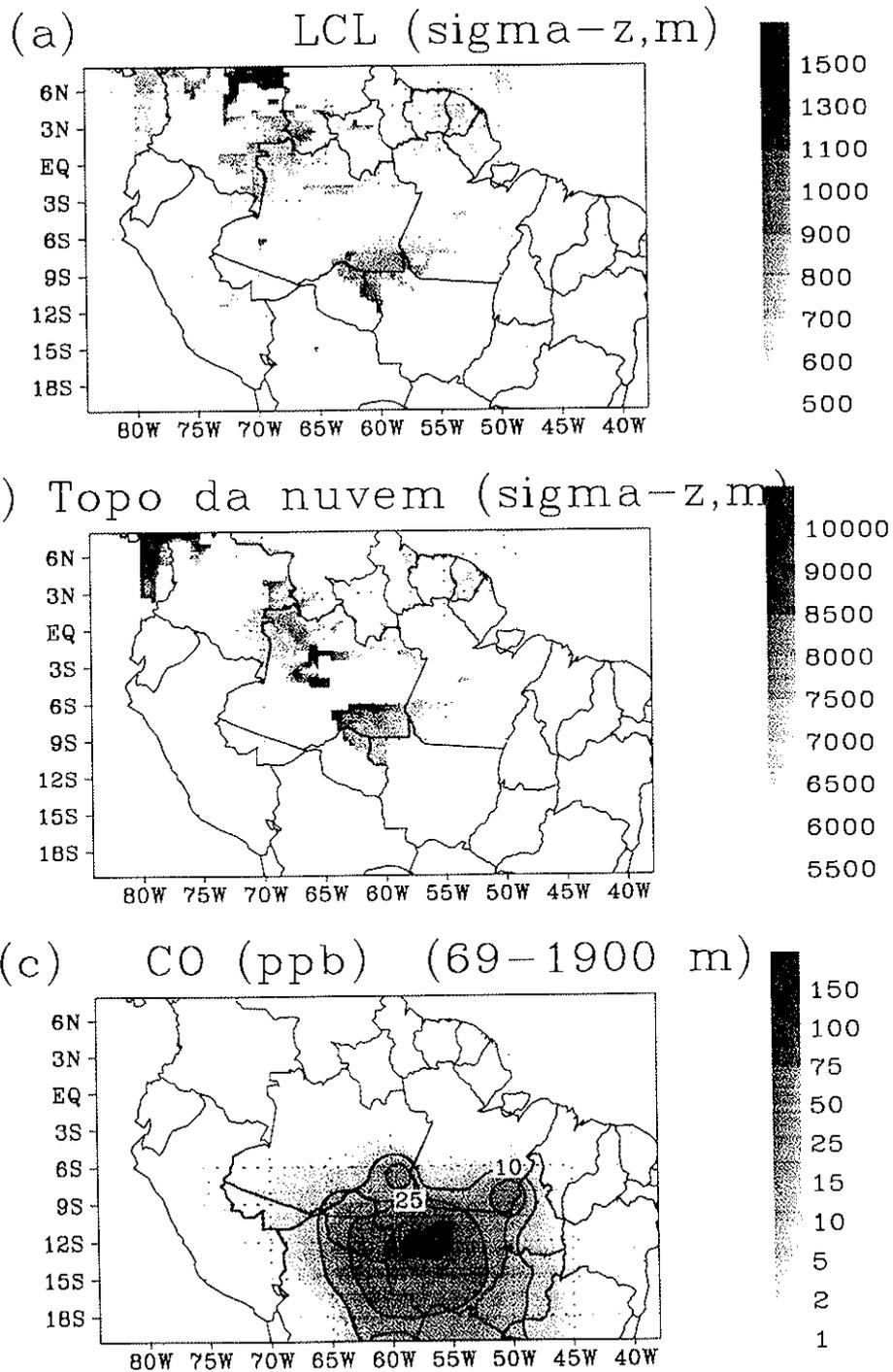


Figura 5.15: (a) Nível de condensação por levantamento, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993. (b) Topo da convecção parametrizada, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993. (c) Razão de mistura de monóxido de carbono em ppb, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993 e entre os níveis 69 a 1900 m acima da superfície

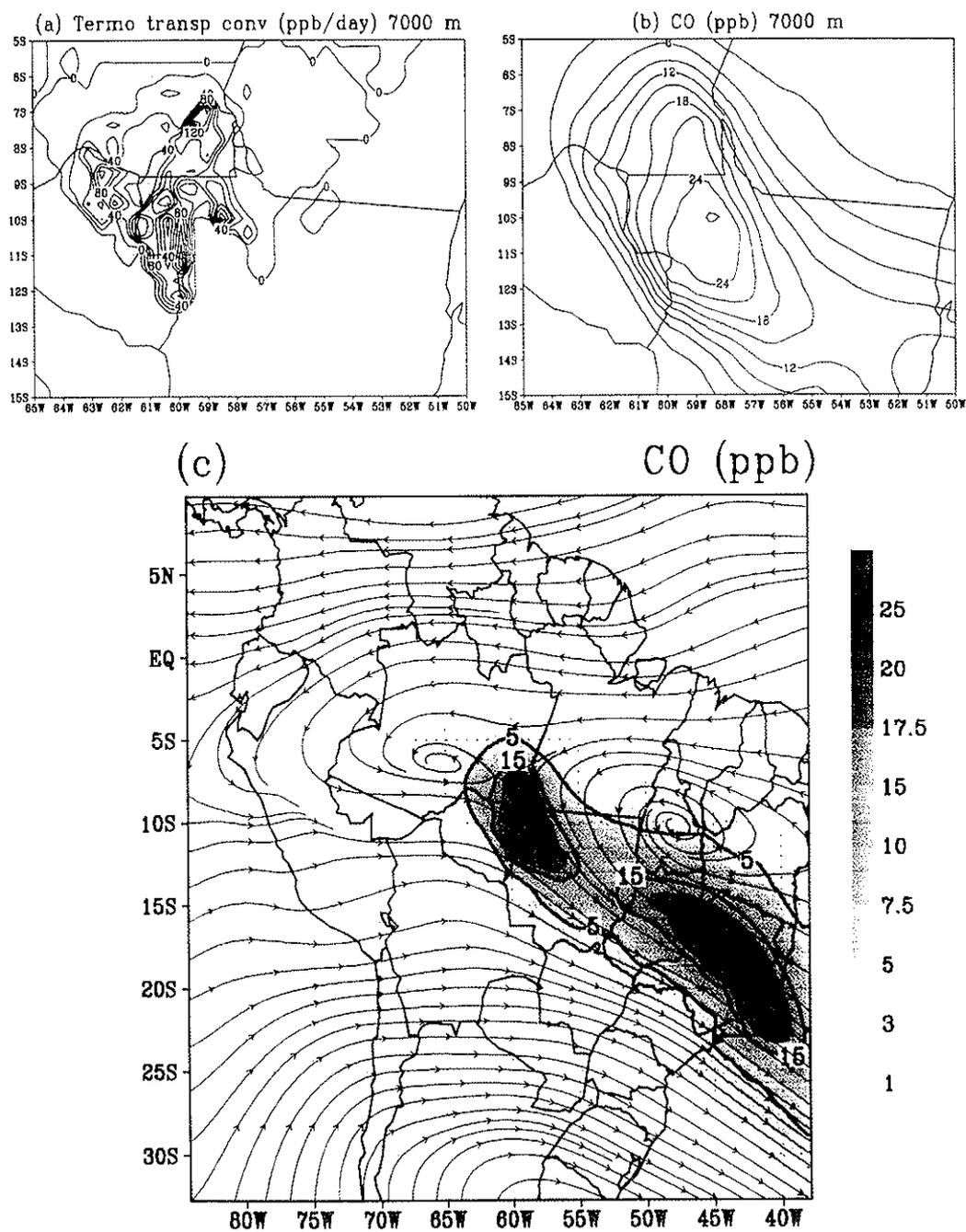


Figura 5.16: (a) Termo de tendência associado ao transporte convectivo em ppb/dia, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993 e nível de 7000 m. (b) Razão de mistura de monóxido de carbono transportada para o nível de 7000 m. (c) Razão de mistura de monóxido de carbono em ppb, média no período entre 21Z12 a 03Z13 de julho de 1993 e ao nível de 7000 m acima da superfície

mostrada na Fig. 5.17 (a), a qual corresponde a uma média temporal entre as 12Z e 21Z deste dia. Sobre a região poluída, o topo de nuvem esteve em torno de 7000 acima da superfície. A parte (b) mostra o campo de vento de sudeste advectando monóxido de carbono para a direção norte/noroeste, médias das 12Z às 21Z e nos primeiros 1340 m. Observa-se a linha de convergência do campo de vento associada a frente fria, bem como uma linha de intenso gradiente da razão de mistura de *CO* associada ao encontro de uma massa de ar poluída, vindo de sul, com outra massa de ar limpa vindo do oceano Atlântico pelo norte/nordeste do domínio. A parte (c) apresenta o termo de remoção de monóxido de carbono da camada limite pela linha de convecção, ao nível de 1100 m, com taxas de até 110 ppb/dia. O nível de máximo desentranhamento de *CO* ocorre em torno de 7000 m. A Fig. 5.18 (a) apresenta o termo de tendência associado ao transporte convectivo neste nível, com valores de até 45 ppb/dia. As partes (b) e (c) mostram a pluma de fumaça de *CO* ao nível de 7000 m, sendo 'alimentada' pelo transporte convectivo, sendo inicialmente, advectada para sudoeste, e com a convergência provocada pelos ventos de oeste, é dirigida para sudeste passando ao norte da frente fria que se encontra sobre a fronteira entre os Estados de Minas Gerais e São Paulo.

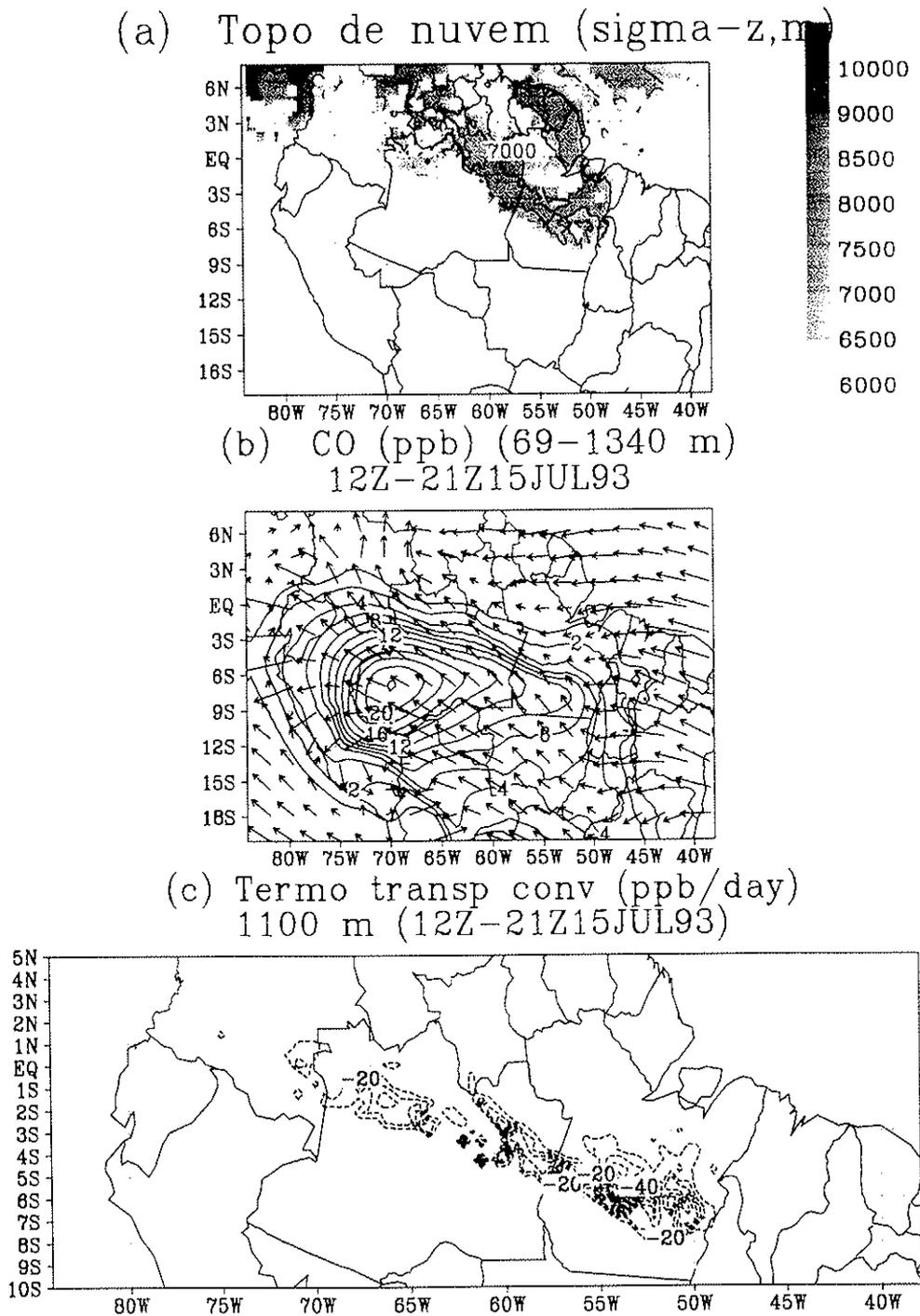


Figura 5.17: (a) Topo da convecção, média no período entre 12Z a 21Z de 15 de julho de 1993. (b) Monóxido de carbono (ppb) e campo de vento, média no período 12Z a 21Z de 15 de julho de 1993 e nos primeiros 1340 m. (c) Termo de transporte convectivo ao nível de 1100 m.

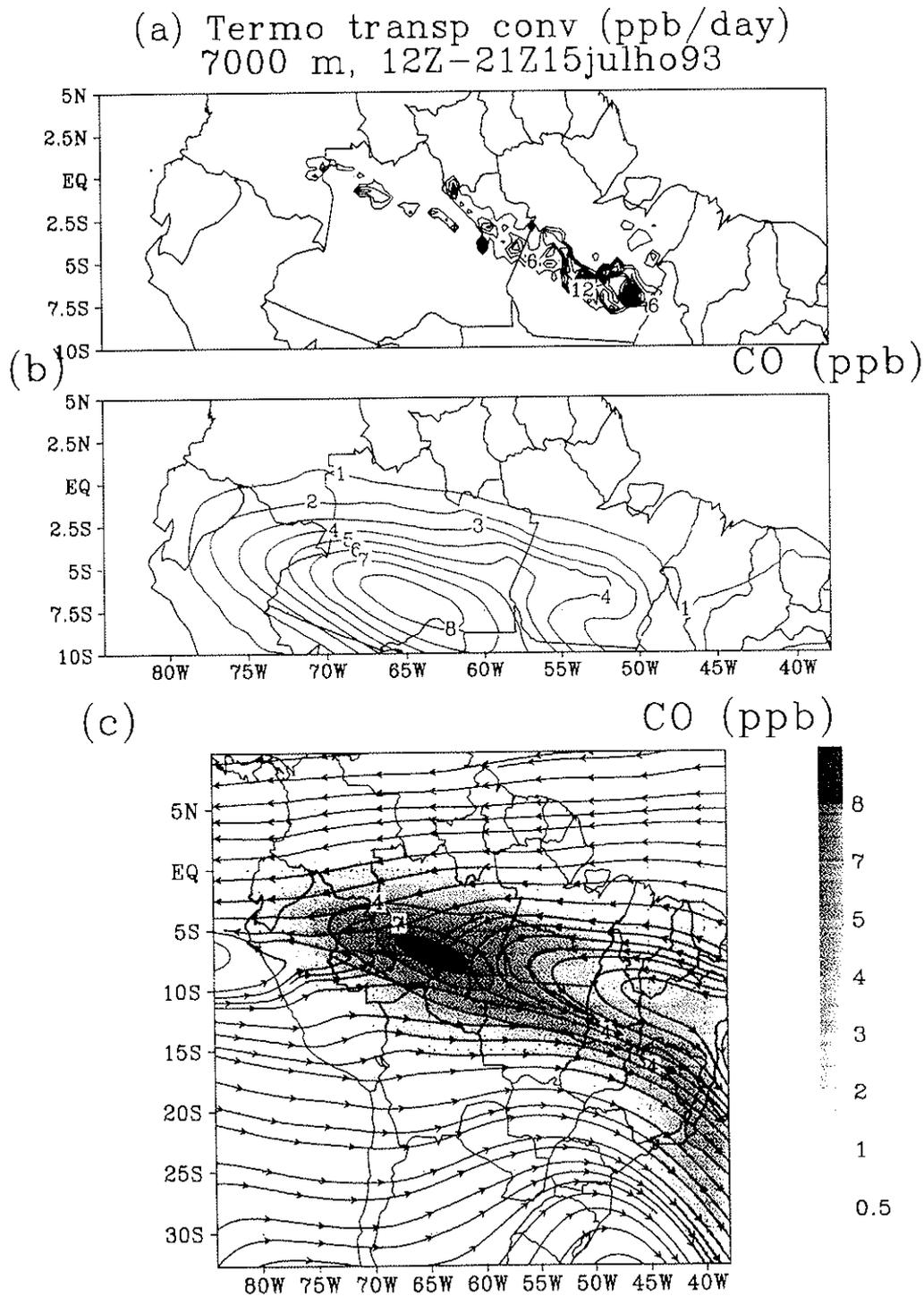


Figura 5.18: (a) Termo de tendência associado ao transporte convectivo em ppb/dia, média no período entre 12Z a 21Z de 15 de julho de 1993 e nível de 7000 m. (b) e (c) Razão de mistura de monóxido de carbono em ppb ao nível de 7000 m.

### 5.3 Modelagem do transporte de emissões de queimadas através do cálculo de trajetórias de parcelas de ar

Dentro do método Lagrangiano, esta seção apresenta o estudo do transporte de emissões de queimadas no período de 08 a 22 de julho utilizando trajetórias 3-D cinemáticas. Foram calculadas em torno de 1000 trajetórias convectivas (inclui o efeito do processo sub-grade associado às circulações convectivas não resolvidas, na velocidade vertical da parcela de ar, conforme método descrito no capítulo 3). O início da integração foi sempre às 18:00Z, horário de máxima emissão das queimadas, dos dias 09 a 16 de julho, com período da integração de 5 a 9 dias. A posição geográfica inicial das parcelas de ar foi obtida a partir dos mapas de queimadas referidos anteriormente, e a altura inicial foi 1000 m acima da superfície (portanto, dentro da camada de mistura das regiões de floresta e cerrado). Para estas trajetórias usou-se apenas o domínio da grade 2 para a integração.

A Fig 5.19 apresenta as trajetórias inicializadas às 18Z dos dias 09 e 10 de julho. A escala de cores representa a altura da parcela de ar em relação ao nível médio do mar e cada ponto negro sobre uma trajetória corresponde a 24 horas de integração. No início do período, o fluxo de ar dentro da camada limite planetária sobre o Estado do Mato Grosso era de NO a NE, as trajetórias dos dias 09 e 10 sobre esta região, apresentam inicialmente (por um período de 24 a 48 horas, aproximadamente) um deslocamento para SE a SO. Na noite do dia 12 para 13, a frente fria alcança latitudes ao norte de  $15^{\circ}\text{S}$ , formando uma linha de convergência com eixo NO-SE. O fluxo do vento ao norte  $15^{\circ}\text{S}$  vira para NO, provocando uma refluxo das massas de ar em direção à bacia Amazônica numa altitude média de 1000m. Ao sul de  $15^{\circ}\text{S}$ , o fluxo do ar continua para SE transportando as parcelas de ar para o sudeste do Brasil, em altitudes médias de 3000 m. A convergência de fluxo ar vindo de leste com o vento de sudeste, forma um sistema convectivo sobre a região de fronteira entre os Estados do Amazonas, Pará e Mato Grosso em torno das 00Z/13, conforme mostra a Fig. 4.5. Massas de ar vindas da região do Estado do Tocantins às 18Z/10 alcançam este sistema

dois dias depois e são transportadas para cima até o topo da nuvem, em torno 7000 m acima da superfície. Neste nível, estas parcelas são advectadas para SE pelo ramo sul do anticiclone.

As Figs. 5.20 e 5.21 mostram as trajetórias inicializadas às 18Z dos dias 11, 12 e 13 de julho. Na figura 5.20 aparecem trajetórias de parcelas de ar inicializadas à 1000 m acima dos focos de queimadas detectados em posições geográficas com latitudes ao norte de 10°S, e latitudes ao sul 10°S com longitudes a oeste de 50° W (Estados do Amazônia, Pará, Tocantins, parte de Goiás, Minas Gerais, toda a região nordeste do Brasil e parte de São Paulo), referido como domínio *A*. A figura 5.21 corresponde aos demais focos detectados, estando principalmente sobre o Estado do Mato Grosso, (domínio *B*). Trajetórias inicializadas no domínio *A* inicialmente se dirigem para oeste pelos alísios. As que estão mais ao norte, eventualmente adentram sistemas convectivos na bacia Amazônica e são deslocadas verticalmente até níveis em torno de 7000 m acima da superfície. Nestes casos, o anticiclone está mais a leste, sobre o oceano Atlântico, impondo um intenso transporte para o SE do Brasil. Aquelas que não encontram sistemas convectivos no seu trajeto, se dirigem para o oceano Pacífico, ultrapassando os Andes. Trajetórias mais ao sul do domínio *A*, encontram a barreira topográfica dos Andes (altitudes de até 4200 m nestas latitudes) e viram para o sul, saindo para sudeste ao nível de 3000 m aproximadamente. Trajetórias inicializadas no domínio *B*, são, em sua grande maioria, transportadas para NO pela frente fria, em altitudes em torno de 1000 m. Algumas sobem para níveis mais altos e são deslocadas para o oceano Pacífico pelos alísios sobre a bacia Amazônica. Aquelas que chegam a latitudes em torno de 5°N, encontram sistemas convectivos tropicais e são deslocadas verticalmente para média e alta troposferas. Um pequeno conjunto destas trajetórias escapam da frente fria, deslocando-se em direção aos Andes e virando para o sul à latitude 12°S.

A Fig. 5.22 apresenta as trajetórias inicializadas às 18Z dos dias 14 e 15 de julho. A descrição é similar ao caso do domínio *A* anterior, a menos do fato que, nestes casos, o anticiclone ao nível de 7000 m e níveis próximos se desdobra em dois conforme descrição na seção anterior. O anticiclone sobre o continente intensifica a exportação para o oceano Pacífico, como se pode observar pelas trajetórias ao norte de 5°S. Pelo giro do anticiclone para o sul, observa-se que

este se encontra mais a oeste do que no caso da Fig. 5.20. Trajetórias inicializadas abaixo de  $10^{\circ}\text{S}$  seguem um anticiclone ao nível de 3000 m que se forma sobre o Estado de Goiás e permanece por 5 dias, aproximadamente.

A Fig. 5.23 apresenta um conjunto de 255 trajetórias inicializadas às 18Z de 09 a 16 de julho para uma descrição geral do transporte do ponto de vista Lagrangiano e para uma comparação com o método Euleriano apresentado na seção 5.2 (figuras 5.8, 5.10 e 5.9). Como se pode observar, a saída continental das massas de ar se dá, principalmente, para sudeste entre a superfície e 3000 m, limitadas no domínio  $60^{\circ}\text{W}$  a  $45^{\circ}\text{W}$  e  $32^{\circ}\text{S}$  a  $20^{\circ}\text{S}$ . Ao norte de  $20^{\circ}\text{S}$ , a saída para o oceano Atlântico, se dá na média e alta tropoferas associada às massas de ar que adentraram sistemas convectivos profundos ocorridos sobre o continente. Observa-se também uma recirculação associada ao anticiclone. Exportação para o oceano Pacífico acontece em latitudes ao norte de  $15^{\circ}\text{S}$  e ocorre com mais intensidade quando anticiclones se formam sobre o continente. Observa-se ainda, um transporte para o sul ao longo da costa oeste do continente. Nesta figura, percebe-se a origem do núcleo de exportação em torno da latitude  $6^{\circ}\text{N}$  e longitude  $72^{\circ}\text{W}$  em níveis de até 1000 m que aparece na Fig. 5.12, está associada à entrada da frente fria vinda do sul que chega até esta latitude (veja imagem de satélite na Fig. 4.8).

### 5.3.1 Efeito do transporte convectivo

Nesta seção se discute o papel dos sistemas convectivos úmidos e profundos no transporte vertical de massas de ar para a troposfera. A Fig. 5.24 apresenta as mesmas 255 trajetórias da Fig. 5.23 calculadas sem a inclusão do processo subgrade associado às circulações convectivas não resolvidas, na velocidade vertical da parcela de ar. A maior parte das trajetórias estão confinadas nos primeiros 3000 m, apresentando saídas continentais a sudeste e a noroeste.

### 5.3.2 Transporte convectivo na noite de 12 para 13 de julho

A Fig. 5.25 apresenta uma composição da imagem de satélite (infravermelho) às 00Z do dia 13 de julho com trajetórias inicializadas dois dias antes em regiões

dos Estados da Amazônia, Pará e Tocantins, e em alturas de até 1000 m acima da superfície. Neste caso são apresentadas trajetórias calculadas utilizando campos de vento das grades 1 e 2. A integração começa na grade aninhada e segue até as parcelas atingirem a sua fronteira. A partir deste ponto, o modelo continua a integração utilizando os campos de vento da grade 1. Observa-se que em 48 horas parcelas de ar são transportadas para oeste e sudoeste pelas circulações em baixos níveis, adentrando a região convectiva sobre a fronteira dos Estados Amazônia, Pará e Mato Grosso, por volta das 00Z/13. O LCL simulado pelo modelo RAMS estava em torno de 800 a 1100m, e o topo entre 6000 e 8000 m acima da superfície. Após serem transportadas verticalmente, as parcelas de ar são advectadas para leste e sudeste, seguindo o fluxo do vento horizontal apresentado (correspondente ao horário das 00Z/13 ao nível de 7500m, linhas pretas). O feixe de trajetórias mais ao sul demora em torno de 4 dias para cruzar a fronteira da grade 2, enquanto que a anticiclônica, mais ao norte, permanece em torno de 9 dias dentro do domínio desta grade. A escala de tempo em que ocorre o transporte convectivo é da ordem de 6 a 8 horas, o que corresponde a uma velocidade vertical média em torno de 20 cm/s, que, na escala da nuvem, representa uma velocidade média da corrente ascendente em torno de 10 m/s. Ao cruzar a fronteira da grade 2, o feixe de trajetórias se encontra a altitudes de 8000 a 9000 m. No domínio da grade 1, o feixe trajetórias leva 30 horas para atingir sua fronteira leste, seguindo um fluxo anticiclônico sobre o oceano Atlântico, conforme mostram as linhas de corrente em verde, correspondendo ao campo de vento ao nível de 8500 m e às 00Z do dia 16 (24 horas após cruzarem a fronteira da grade 2). Estas trajetórias percorrem em torno de 20° de longitude com uma velocidade horizontal média superior a 70 km/h, com altitudes em torno de 7500 a 8800 m. Já as trajetórias não-convectivas (Fig. 5.26), após as primeiras 48 horas, continuam seguindo o fluxo dos alísios (conforme o fluxo de vento apresentado, correspondente às 00Z/13 e ao nível de 1500 m acima da superfície) saindo em direção oposta às convectivas e em níveis mais baixos. As trajetórias que ultrapassam os Andes em torno da latitude 5°S, levam em torno de 5.5 dias para cruzarem a fronteira oeste da grade 2.

Este exemplo demonstra claramente o papel dos processos convectivos profundos em transformar o problema da poluição das queimadas, de uma escala

---

local/regional para continental ou global, transportando efeciente e rapidamente poluentes da camada limite planetária para a média e alta troposferas.

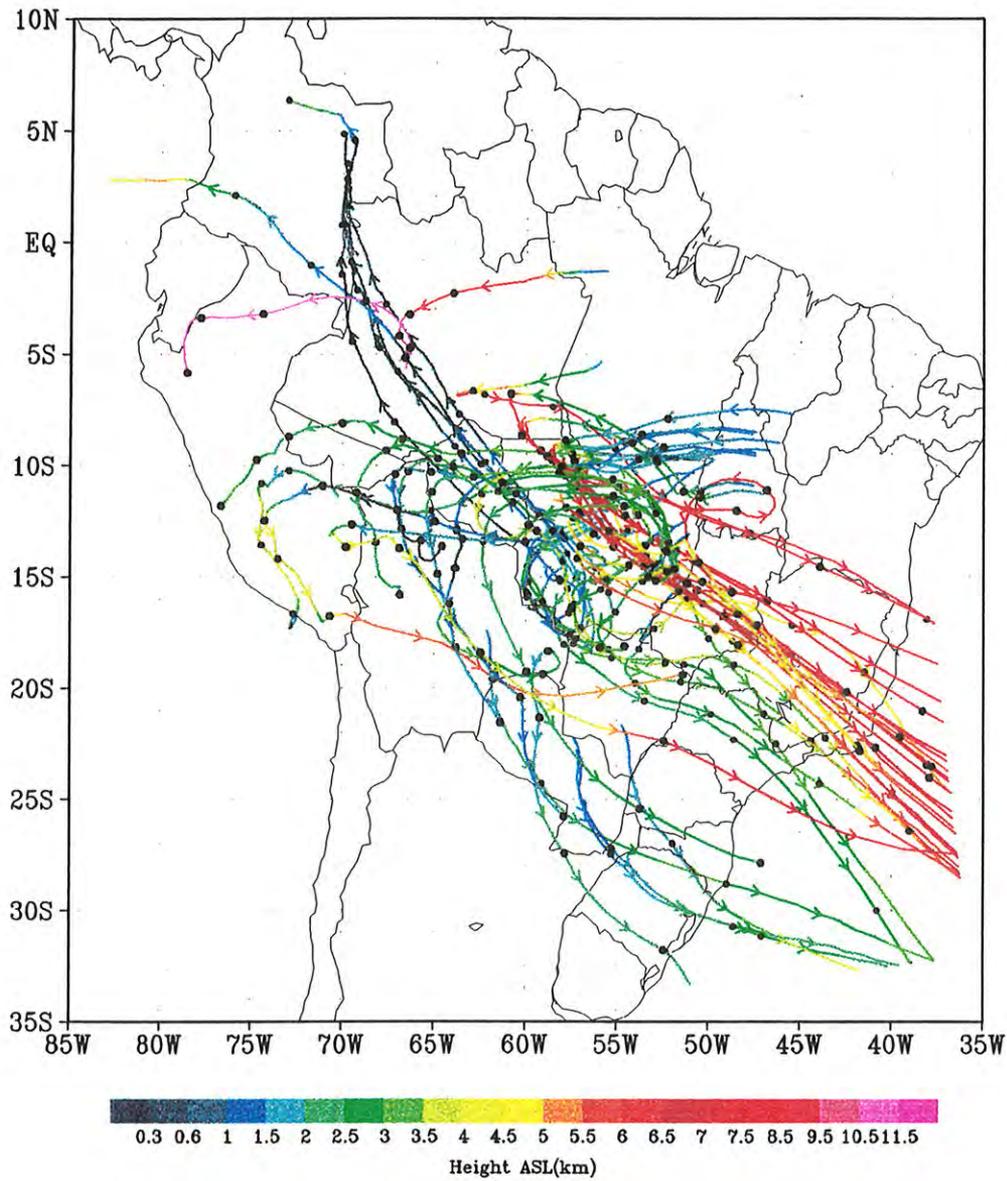


Figura 5.19: Trajetórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas e às 18:00Z dos dias 09 e 10 de julho de 1993. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração.

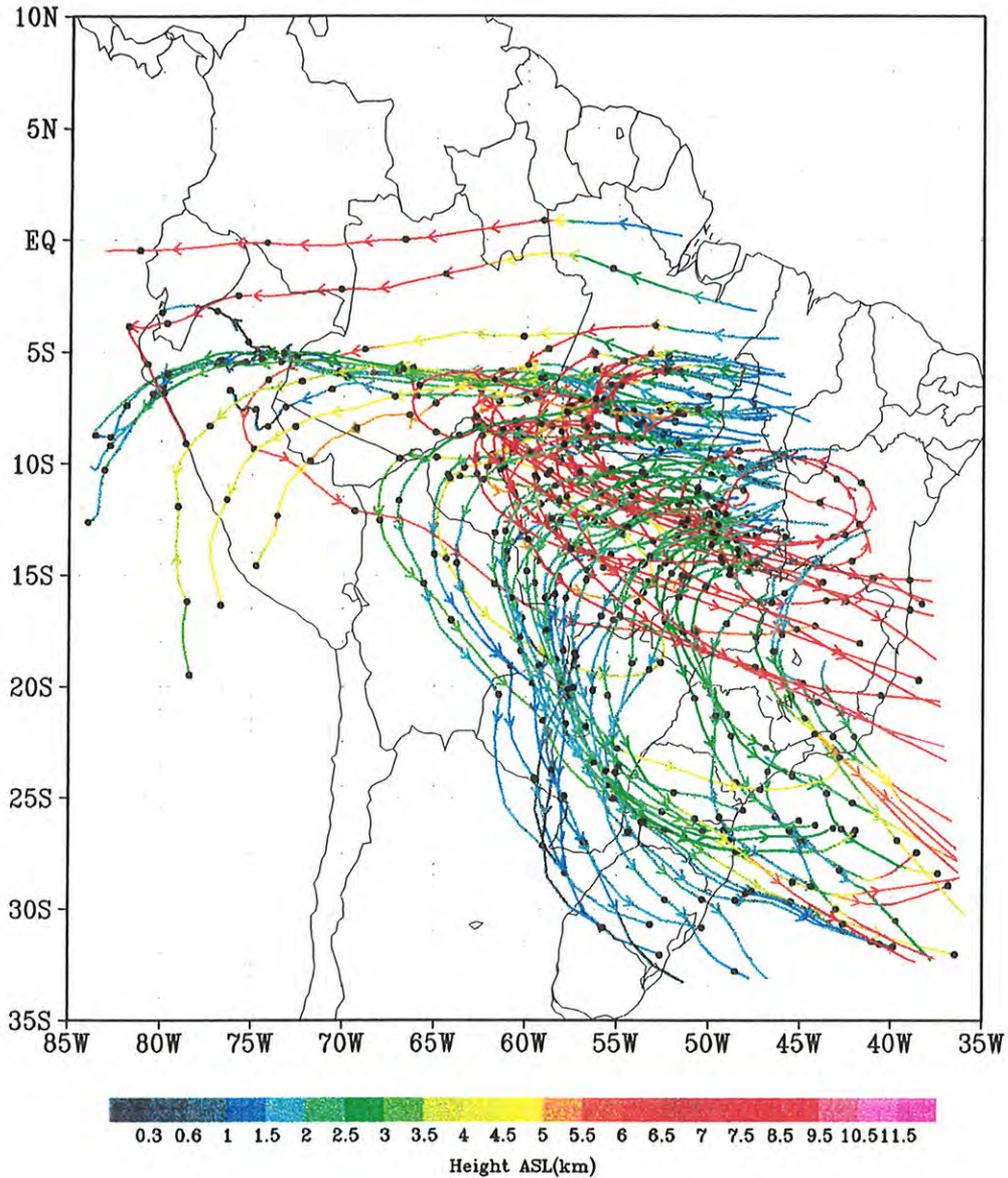


Figura 5.20: Trajetórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas (domínio A) e às 18:00Z dos dias 11, 12 e 13 de julho de 1993. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração.

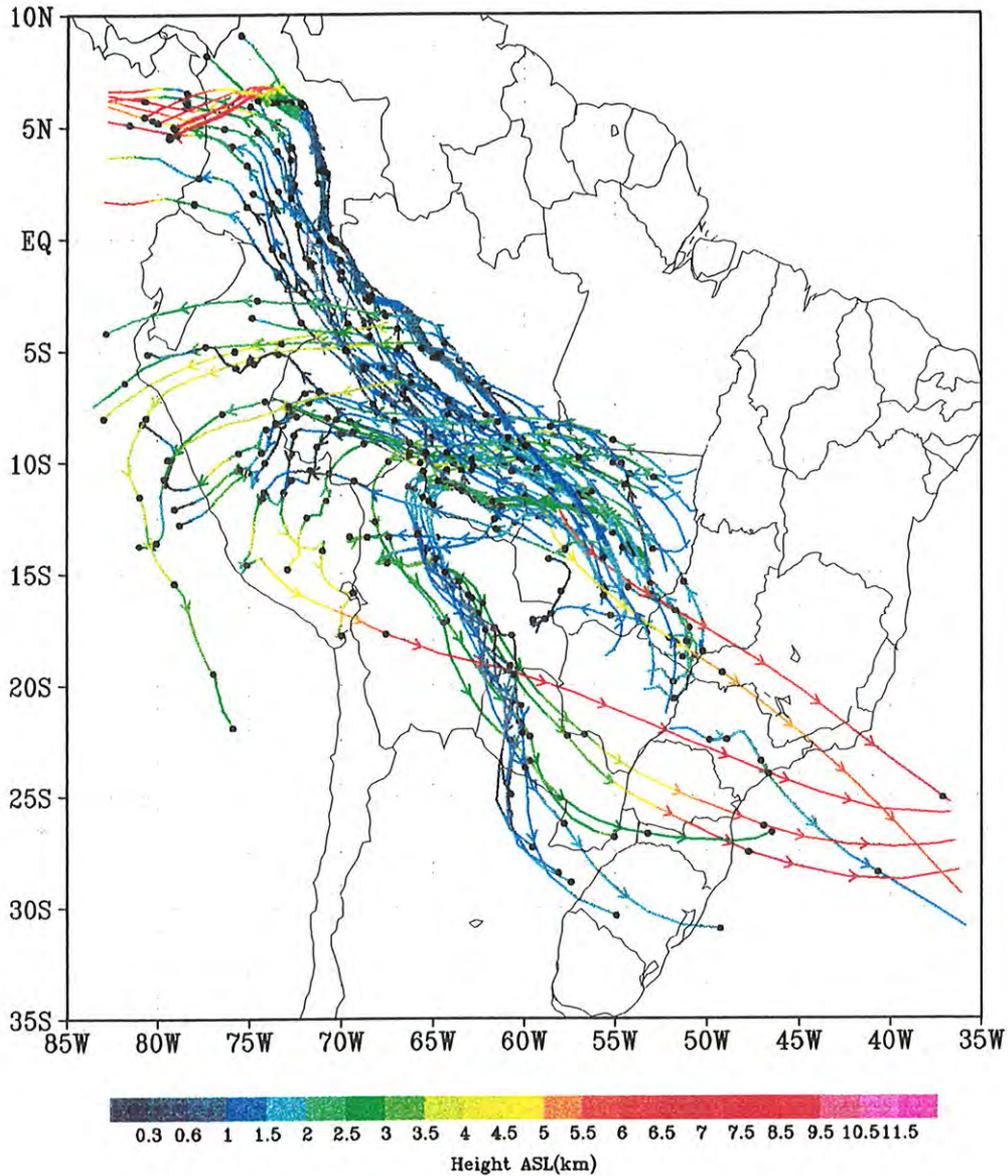


Figura 5.21: Trajetórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas (domínio B) e às 18:00Z dos dias 11, 12 e 13 de julho de 1993. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração.

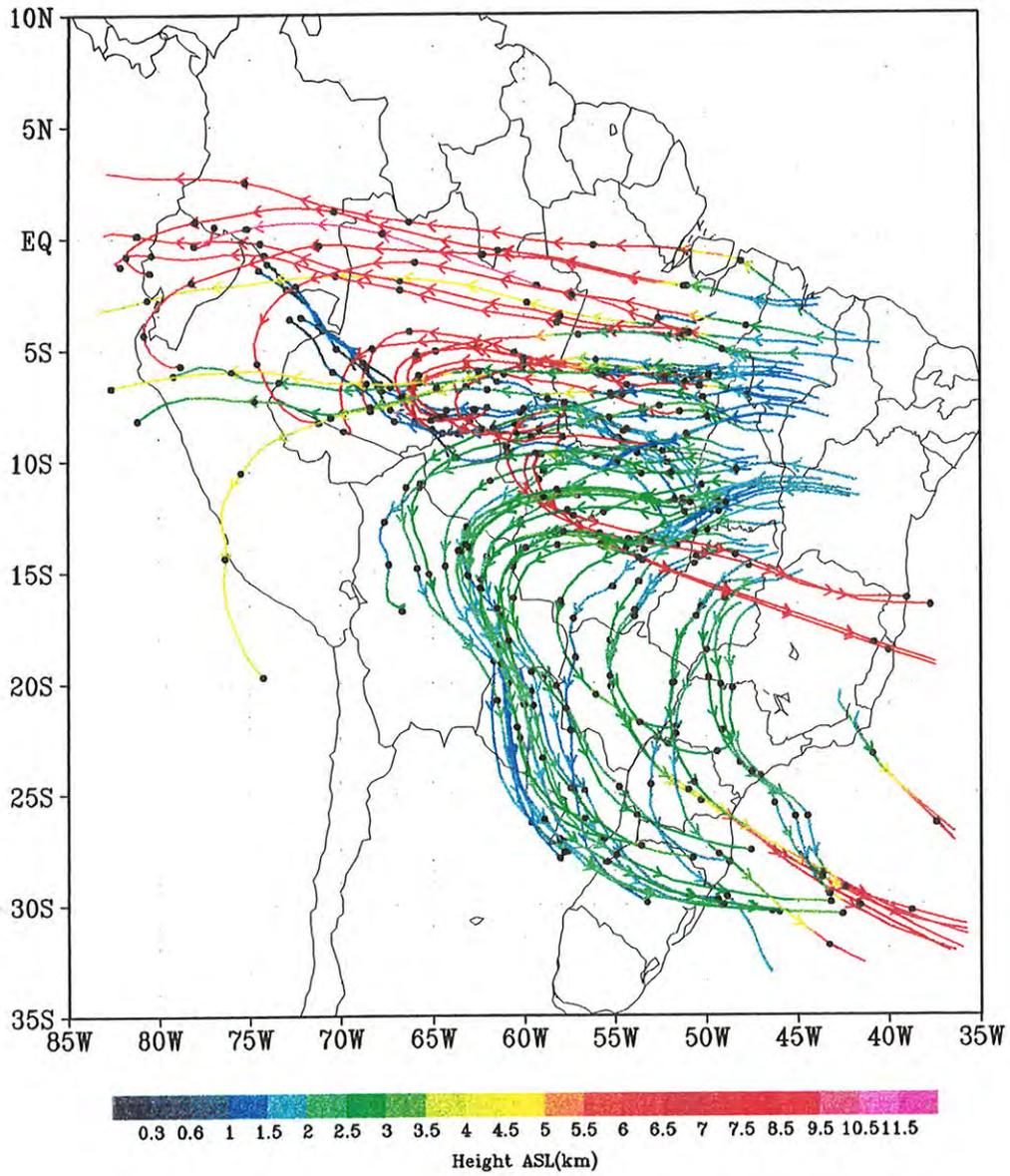


Figura 5.22: Trajetórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas e às 18:00Z dos dias 14 e 15 de julho de 1993. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração.

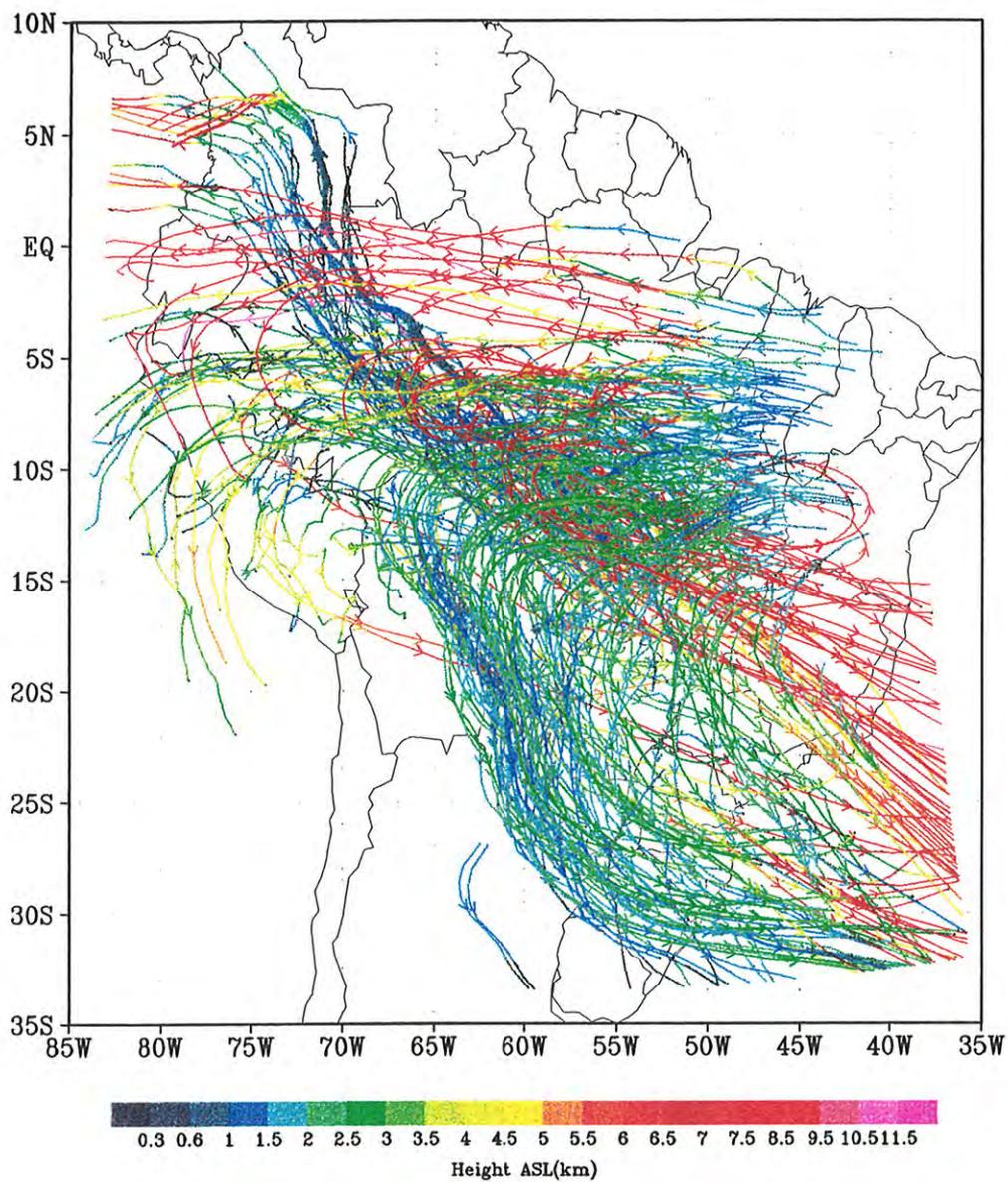


Figura 5.23: 255 trajetórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas e às 18:00Z dos dias 09 a 16 de julho de 1993.

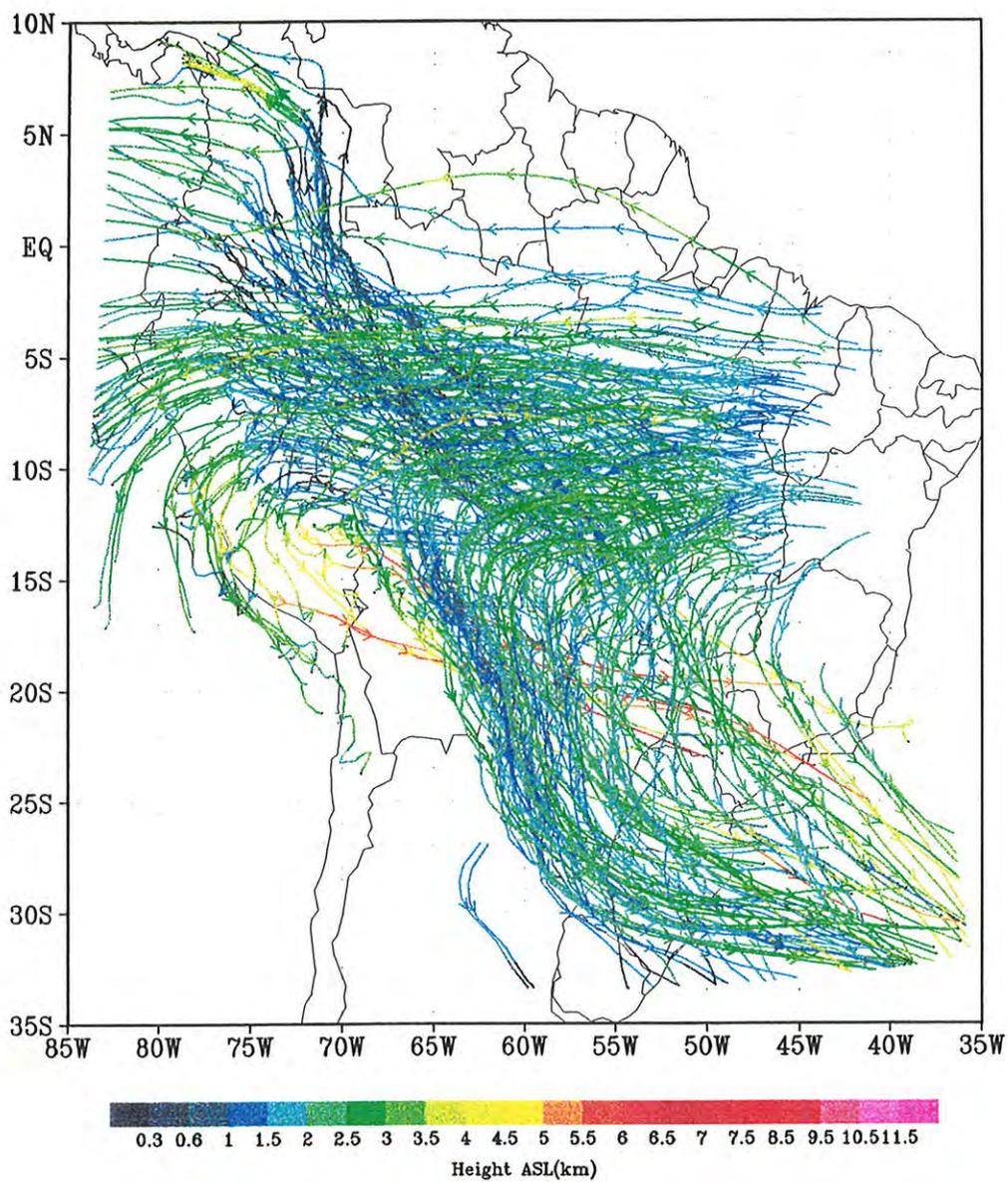


Figura 5.24: 255 trajetórias forward, calculadas no modo não-convectivo, inicializadas a 1000 m acima de focos de queimadas e às 18:00Z dos dias 09 a 16 de julho de 1993.

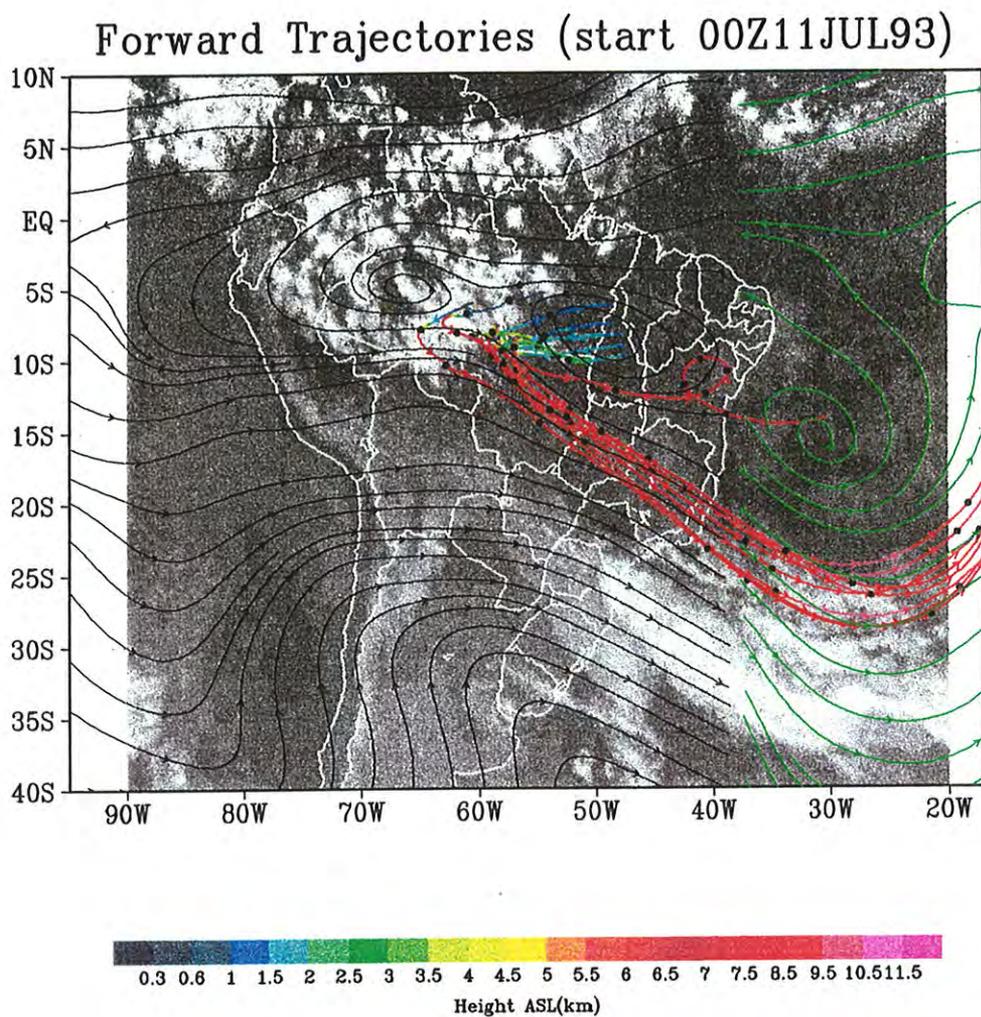


Figura 5.25: Trajetórias forward, calculadas no modo convectivo, inicializadas em alturas de até 1000 m acima da superfície e às 00:00Z do dia 11 de julho de 1993. Imagem de satélite do infravermelho, campo de vento ao nível de 7500 m às 00:00Z do dia 13 de julho e campo de vento ao nível de 8500 m às 00:00Z do dia 16 de julho (linhas verdes). Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração.

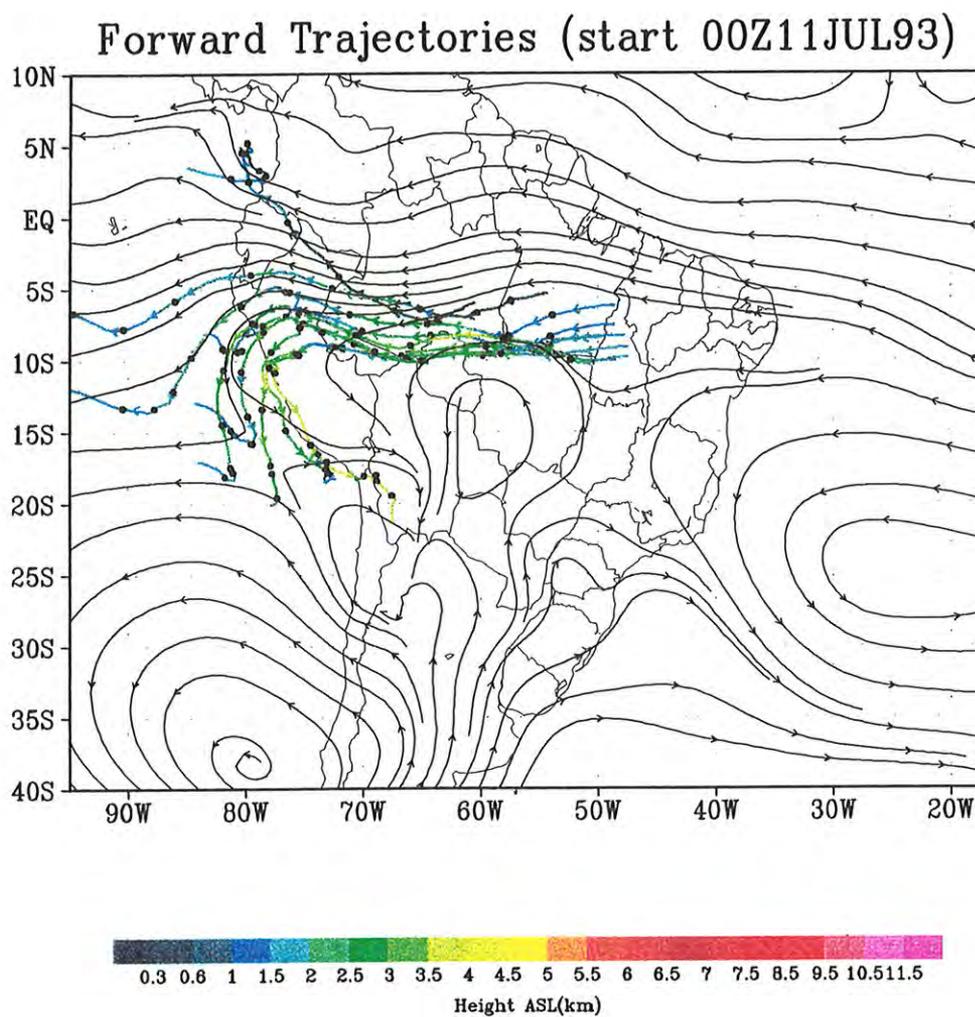


Figura 5.26: As mesmas trajetórias forward da Fig. 5.25 mas calculadas no modo não convectivo e campo de vento ao nível de 1500 m acima da superfície às 00:00Z do dia 13 de julho. Cada ponto negro corresponde a 24 horas de integração.

## Capítulo 6

# Discussão, conclusões e perspectivas futuras

Este capítulo se inicia com uma discussão da metodologia desenvolvida, comparando-a com outra derivada do trabalho de Hao e Liu, (1994) [35]. Faz-se, então, um dimensionamento da base de dados necessária para sua validação, discute-se aplicações imediatas que podem ser feitas e, por fim, as perspectivas futuras de continuação deste trabalho.

### 6.1 Discussão da metodologia

Com a finalidade de verificação da intensidade das fontes emissoras parametrizadas neste trabalho, foram introduzidas no modelo RAMS fontes emissoras com base nos dados obtidos por Hao e Liu, (1994) [35], utilizados, por exemplo, na simulação de Chatfield et. al., (1996) [15]. Hao e Liu apresentam uma base de dados para a distribuição espacial e temporal da quantidade de biomassa queimada na América Tropical, Ásia e África, durante a década de 70. Neste trabalho, a distribuição espacial da quantidade de biomassa queimada foi obtida a partir de dados de áreas deflorestadas, densidade de biomassa acima do solo e fator de combustão, obtidos na literatura e em relatórios de órgãos governamentais internacionais. A resolução espacial dos dados é 5° de latitude x 5° de longitude. A resolução temporal é mensal, obtida a partir dos ciclos sazonais da concentração de ozônio na superfície, distribuindo a quantidade total de biomassa queimada

por 6 meses da estação seca, os quais são definidos em função da taxa de precipitação mensal apresentada ao longo do ano em questão. Para a América Tropical, é reportada uma taxa de 1690 Tg de biomassa queimada por ano, distribuída entre as latitudes 20°N e 25°S. Na região do denominado 'arco de deflorestamento', esta última taxa varia entre 10.5 a 25.9 Tg em áreas de 5° x 5° graus. A distribuição mensal é dada por uma série de 6 números, normalizada a 1, em função da posição do mês em questão, relativo ao último mês da estação seca do ano. Esta série fornece os valores de  $3\pm 1$  e  $13\pm 8\%$  para os meses de início e fim da estação seca, respectivamente, com valores máximos de  $28\pm 9\%$  e  $28\pm 6\%$  para os meses de pico da queima, 4º e 5º meses. Tipicamente, nas regiões de cerrado e floresta da América do Sul, o último mês foi novembro. Para o presente período de estudo deste trabalho, julho, a fração da biomassa total queimada anualmente para este mês é  $11\pm 4\%$ . A conversão dos dados apresentados por Hao e Liu para quantidade de gás/partículas emitidos é feita via o parâmetro fator de emissão para o poluente em questão, conforme descrito no capítulo 3. Foi resolvida a equação de transporte (Eq. 3.48) para o monóxido de carbono emitido pela estimativa de Hao e Liu (referido com *COHL*), utilizando fatores de emissão de 58.3 e 110.4 g [CO]/kg para cerrado e floresta, respectivamente. A Fig. 6.1 apresenta a razão de mistura de *COHL* ao nível de 1000 m acima da superfície, média na 1ª (a) e 2ª (b) semanas. Comparando com a Fig. 5.8, observa-se que as fontes emissoras de Hao e Liu liberaram muito mais *CO*, o que está associado ao fato de estas não possuírem a informação da observação de satélite das posições dos focos de queimadas. No entanto, onde o satélite detectou focos de queimadas, as razões de mistura de *CO* associadas às duas fontes emissoras apresentam valores próximos. Em algumas regiões extremamente localizadas, as razões de misturas de *CO* chegam a ser 2 a 3 vezes superiores a *COHL*. A 6500 m, o transporte convectivo atua mais intensamente para o *COHL*, distribuindo monóxido de carbono por domínios maiores e com valores em torno de duas vezes superior ao *CO*. Para uma comparação mais efetiva entre as duas parametrizações, seria necessário combinar as observações remotas das posições de queimadas com a parametrização de Hao e Liu, de modo que a emissão só ocorra em posições de focos de fogo. Em todo caso, as razões de misturas obtidas com a metodologia aqui desenvolvida são de ordem de grandeza coerente com as observações obti-

das em várias campanhas experimentais (ABLE-2A, TRACE-A, SCAR-B, por exemplos), e uma comparação direta não pode ser feita por motivos óbvios. Um cuidado adicional deve ser tomado na comparação entre valores modelados e observados, uma vez que os modelados são obtidos como média no volume de grade do modelo, enquanto que os observados são pontuais. Comparações diretas podem ser feitas se a observação foi realizada em pontos distantes, de modo que a atmosfera por si só tenha homogenizado os poluentes, reduzindo-se os gradientes. Ou, se a observação for feita em regiões com intensos gradientes, dentro de plumas, uma estimativa do volume destas deve ser realizada, de modo a permitir uma degradação do dado observado em direção ao valor modelado.

Outro aspecto importante neste trabalho é o processo de transporte por sistemas convectivos profundos. Simulações do transporte de um gás sem este processo (*COstc*), limitam o poluente em alturas de até 4 km (veja Fig. 5.14) transportados pelo entranhamento no topo da camada limite. Por outro lado, este termo de transporte polui a média e alta troposferas removendo poluentes da camada limite planetária, implicando dois processos importantes. Primeiro, na camada limite planetária, mais quente e úmida, os processos de remoção são mais eficientes (o que nesta metodologia é contabilizado pela proporcionalidade entre a taxa de remoção e a razão de mistura local do poluente, veja a Eq. 3.18), de modo a permitir maior permanência destes na atmosfera. Segundo, o transporte para longas distâncias também é mais eficaz, exportando mais rapidamente os poluentes da região emissora. Resultados do presente estudo de caso, mostraram que gases transportados também por este termo, levam em torno de 4 dias para saírem do continente sul-americano, enquanto que aquele que não possui este termo, esta escala de tempo é de 5.5 dias.

Também é possível fazer uma comparação entre as metodologias Euleriana e Lagrangiana. As principais características do transporte são reproduzidas em ambos métodos: locais de exportação continental, níveis verticais de exportação, recirculações, papel dos sistemas convectivos, escalas de tempo de exportação, etc.. E, resumidamente, ambas metodologias mostraram que o transporte de emissões de queimadas na região Amazônica e no Brasil Central, estão associadas a combinação de fluxo anticiclônico a leste com jatos vindo de oeste mais ao sul, produzindo preponderantemente duas saídas continentais, uma para o Pací-

fico em torno da latitude 5°S e outra para o Atlântico. Esta última apresenta posições de exportação ao longo da costa leste, dependente da altitude, acompanhando a posição do anticiclone, que se desloca de sul para o norte à medida que se aumenta a altitude. Desta forma, gases que adentram sistemas convectivos e são transportados para a média e alta troposferas, são exportados em latitudes mais ao norte, do que aqueles que permanecem na baixa troposfera e na camada limite planetária. A exportação para o Pacífico é limitada pela barreira topográfica dos Andes, permitindo um fluxo zonal para o Pacífico ao norte da América do Sul, onde há uma depressão. A intensidade da exportação é, por sua vez, governada pela posição do anticiclone a leste. Quando este penetra o continente, deslocando-se para oeste, a exportação é intensificada, quando reflui em direção ao oceano Atlântico, o seu ramo que gira para o sul, atua sobre a região emissora, transportando os poluentes para o sul, que ao se encontrarem com as massas de ar vindas do Pacífico, convergem para o sudeste do Brasil, podendo intensificar ainda mais a poluição produzida localmente pelas grandes cidades, degradando a qualidade do ar. As duas figuras a seguir, apresentam as características descritas acima. A Fig. 6.2 apresenta uma visão 3d da pluma de  $CO$  presente nos primeiros 3 km acima da superfície, média temporal na 2ª semana do experimento, enquanto que a Fig. 6.3 apresenta  $CO$  acima dos 3 km.

## 6.2 Projetos para continuação deste trabalho

### 6.2.1 Validação da Metodologia

A continuação deste trabalho passa necessária e prioritariamente pela comparação entre a modelagem e a observação, validando a metodologia. O seguinte conjunto de dados seria adequado para esta tarefa:

- Análises de ar superior para o período de interesse, que poderiam ser do Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPTEC) ou do 'National Center for Environmental Prediction' (NCEP-USA).

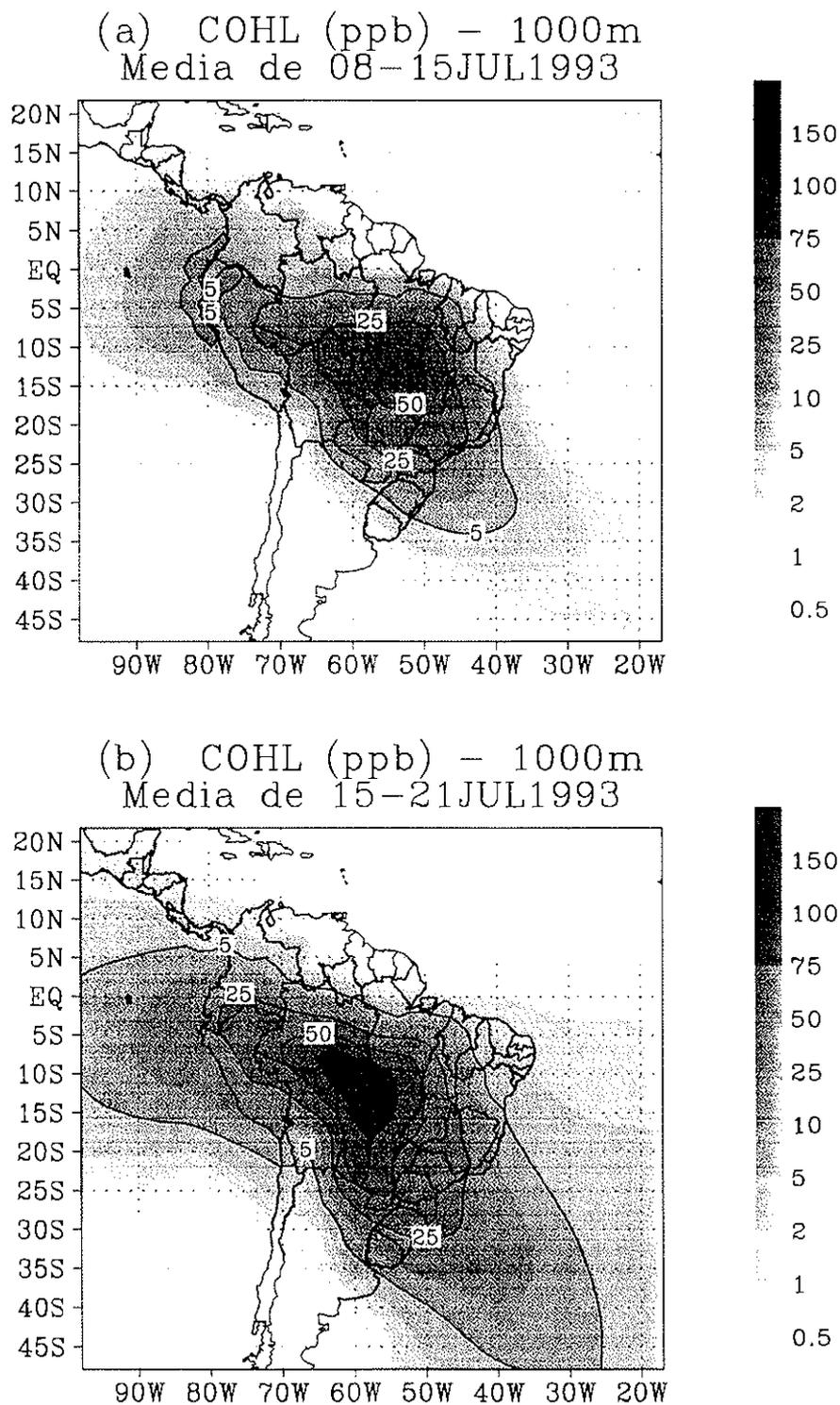


Figura 6.1: (a) Razão de mistura (ppb) de  $CO$  ao nível de 1000 m acima da superfície, média temporal na 1ª semana do experimento. (b) Razão de mistura (ppb) de  $CO$  ao nível de 1000 m acima da superfície, média temporal na 2ª semana do experimento. Associado à fonte emissora de Hao e Liu. (1994) [35]

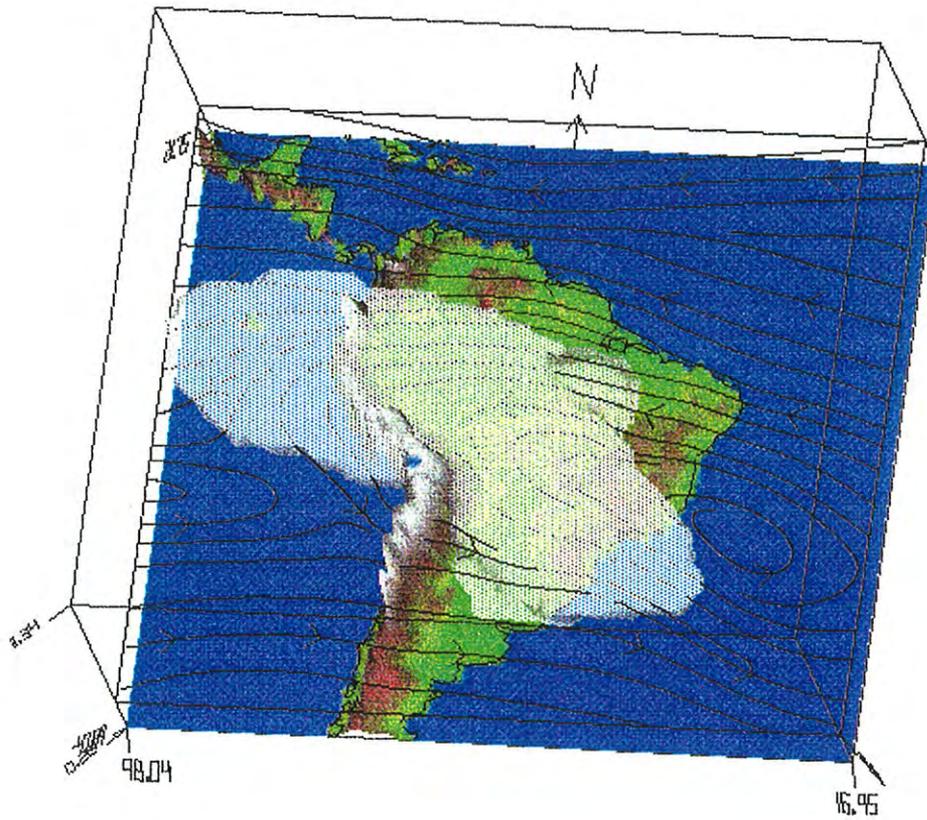


Figura 6.2: Média temporal da 2ª semana de CO nos primeiros 3 km acima da superfície. Isosuperfície de 1.3 ppb e vento horizontal médio ao nível de 2.5 km.

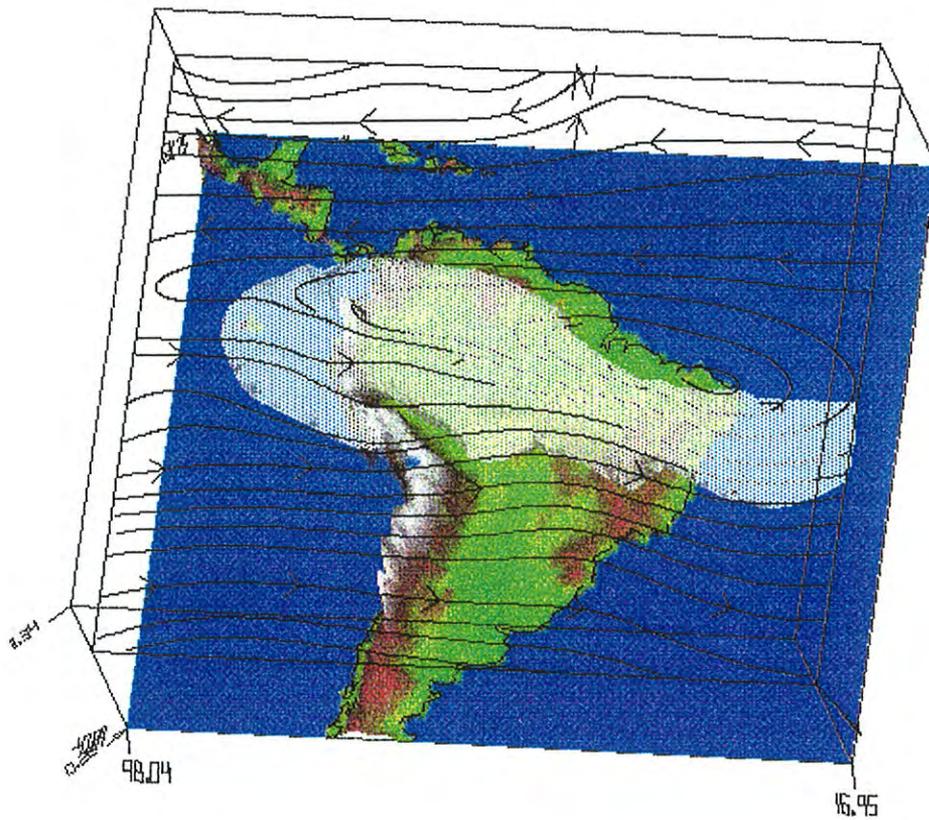


Figura 6.3: Média temporal da 2ª semana de CO acima de 3 km. Isosuperfície de 2 ppb e vento horizontal médio ao nível de 7 km.

- Dados de sondagens e dados de superfície, que seriam importantes na calibração 'fina' de fluxos turbulentos para simulação do crescimento e altura final da camada de mistura, bem como temperatura e umidade.
- Imagens de satélite (no visível e infravermelho) e campo de OLR ( 'Outgoing Long Radiation') do período e região de interesse. Estes dados são necessários para um ajuste 'fino' do modelo atmosférico, assegurando uma simulação realista da convecção observada, notadamente com relação à posição, duração e altura do topo.
- Mapas de queimadas diários, mostrando a posição dos focos de fogo, para serem assimilados a cada 24 horas pelo modelo.
- Imagens no visível da pluma de fumaça emitida pelas queimadas, permitindo uma comparação visual direta com a pluma simulada, notadamente no que diz respeito à localização geográfica das regiões nas quais os gases e partículas emergem do continente sul-americano.
- Perfis verticais de concentração de  $CO_2$ ,  $CO$  e  $PM_{2.5}$  em pontos distantes das regiões de queimadas, permitindo uma comparação direta entre o valor numérico modelado com o valor observado.
- Medidas de concentrações realizadas por aviões ao longo de trajetos especificados na média e alta troposfera, principalmente em regiões de desentranhamento de nuvens e nas regiões de exportação continental.

Algumas campanhas de medidas possuem parte deste conjunto. Os experimentos mais adequados seriam o SCAR-B e o TRACE-A. Recentemente, uma série de dados medidos na campanha do SCAR-B (Kaufman et al., 1998 [42]) foram publicados e tornados públicos, estando, assim, em princípio, acessíveis para a realização desta tarefa. Prins et al., (1998) [69], publicaram resultados de caracterização de queimadas via dados do satélite GOES-8 utilizando o algoritmo ABBA em sua versão 5.5. Seus dados fornecem além da posição geográfica do foco de fogo, a temperatura do foco e a área queimada. Este último dado trará um grande avanço no cálculo da quantidade de gases emitidos, enquanto que o dado de temperatura poderá ser usado em experimentos de alta resolução para

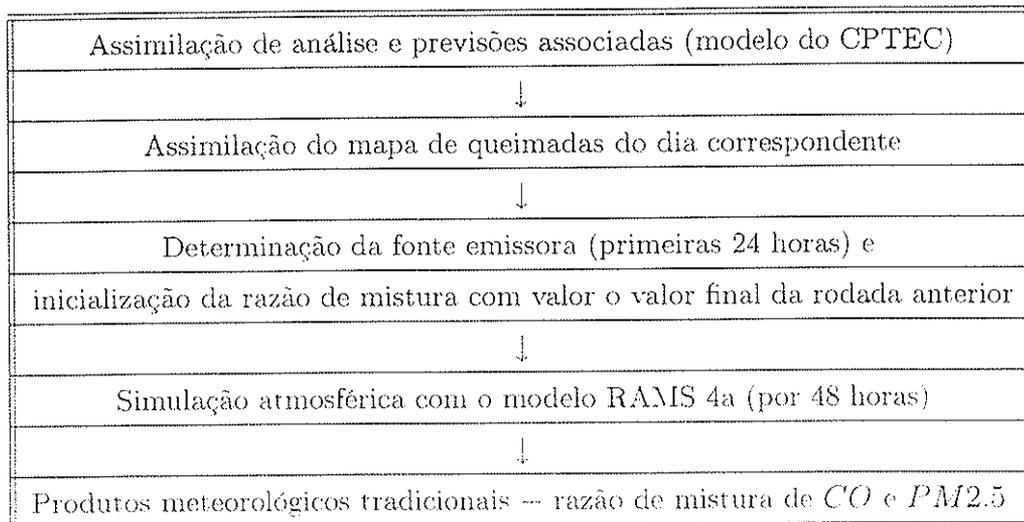
simular a flutuação inicial da pluma fumaça. Dentro deste conjunto de dados, consta medidas de *CO* realizadas em quatro sítios que poderão serem utilizados para confronto com o modelo (Alvalá e Kirchhoff, 1998 [2])

### **6.2.2 Transferência dos resultados da pesquisa para o monitoramento diário do transporte de fumaça na estação de queimadas**

Os procedimentos numéricos de vetorização dos algoritmos associados às fontes emissoras e ao transporte convectivo sub-grade, inseridos no modelo atmosférico, permitem o uso da presente metodologia em simulações de tempo real para fins de previsão do transporte da fumaça emitida pelas queimadas. Um projeto imediato a ser executado é o de implantação da presente metodologia no laboratório de previsão de tempo MASTER do Departamento de Ciências Atmosféricas da USP na próxima estação de queimadas, permitindo o acompanhamento diário de concentrações de monóxido de carbono e material particulado. Para permitir um aumento na resolução vertical da grade 2 e no domínio horizontal da grade 1, será realizada a paralelização destes algoritmos e a inserção destes na versão 4a (paralela) do RAMS. A metodologia utilizará como condição inicial e de contorno para o modelo RAMS, análises e previsões do CPTEC. As concentrações dos gases/partículas serão inicializadas sempre com as da rodada anterior, serão emitidas por 24 horas utilizando o mapa de queimadas observado por sensoria-mento remoto, e o transporte simulados nas 24 horas futuras, gerando previsões de concentrações de monóxido de carbono e material particulado fino (*PM2.5*), na América do Sul.

O seguinte quadro resume o procedimento.

### Procedimento para operacionalização do monitoramento diário do transporte de emissões de queimadas



### 6.2.3 Estudo detalhado de outros processos de transporte

Outros processos de transporte precisam ser avaliados. O entranhamento no topo da camada limite é tratado no modelo RAMS com uma extensão da difusão turbulenta na camada de mistura. Experimentos numéricos para avaliar sua adequação não foram realizados. Martin et al. (1988) [56] apresentam uma estimativa do fluxo turbulento de calor latente no topo da camada limite na Amazônia que pode ser usado como uma referência para avaliação do modelo RAMS. Dados recentes obtidos na campanha de mesoescala em Rondônia (1999), com medidas simultâneas de fluxos turbulentos na superfície e de dados de ar superior por meio de radiossondagens, também podem ser utilizados para este fim.

A importância do transporte convectivo por sistemas convectivos rasos e não precipitantes ainda está em aberto, e deverá ser também objeto de estudo por meio de uma parametrização de cumulus rasos desenvolvida e inserida no modelo RAMS, num trabalho de doutoramento (em preparação) no Departamento de Ciências Atmosféricas (USP).

Outras parametrizações de cumulus profundos, adequadas para modelos regionais, estão sendo implementadas e deverão ser, no futuro, confrontadas com a atual.

Modelos paralelos permitem uma considerável melhoria na resolução, obtendo-se melhores descrições da camada limite planetária e de circulações convectivas, além do uso parametrizações físicas mais realistas e completas. O modelo paralelo RAMS 4.2x que emergirá do projeto desenvolvido pelos Profs. P. L. da Silva Dias e M. A. F. da Silva Dias e financiado pela FINEP, trará grandes avanços no que se refere a parametrizações físicas (radiação, superfície, microfísica, cumulus raios) e algoritmos numéricos (esquema de advecção positivo-definido, otimizações numéricas, linguagem FORTRAN 90, etc.), e a metodologia desenvolvida neste trabalho deverá ser migrada para esta versão do modelo.

### **6.3 Incertezas associadas a esta metodologia**

Incertezas associadas a esta metodologia são várias, indo desde as condições de iniciais e de contorno para a integração do modelo, passando pelas diversas parametrizações de processos sub-grades do RAMS e, por fim, incertezas inerentes à metodologia desenvolvida. Neste último ponto, ressalta-se àquelas associadas a:

- tipo de vegetação sendo queimada.
- fatores de emissão e densidade de biomassa queimada.
- área queimada por foco de fogo.
- fração de área coberta por nuvens.

Aperfeiçoamentos na parametrização das fontes emissoras serão realizados visando a introduzir um mapa de vegetação atualizado e de alta resolução, mostrando posições de queimadas em pastagens e introduzindo fatores de emissão associados. Dados recentes de Prins et al. (1998) mostram que a estimativa de Setzer e Pereira (1991) é em média 4 vezes maior que o observado, e a metodologia passará a usar dados do GOES-8 para a área queimada por foco. A fração de área coberta por nuvem deverá também ser melhor estimada com a introdução de uma parametrização explícita para seu cálculo (Anthes, 1977).

# Bibliografia

- [1] Albrecht, R., V. Ramanathan and B. A. Boville. The Effects of Cumulus Moisture Transports on the Simulation of Climate with a General Circulation Model. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2443-2462, 1986.
- [2] Alvalá, P. C., and V. J. H. Kirchhoff. Observations of Atmospheric Methane and Carbon Monoxide in Brazil: SCAR-B Mission. *J. Geophys. Res.*, 103, D24, 32101-32105, 1998.
- [3] Alvalá, R. C. S.; E. J. P. da Rocha; R. Gielow; J. R. Feitosa; J. B. M. Ribeiro and G. Fisch. The Atmospheric Boundary Layer Experiment in Alta Floresta During the Dry Season, 1995. *Smoke/Sulfate, Clouds and Radiation - Brazil (SCAR-B) Proceedings*. Fortaleza, 4-8 November, 1996, p. 5-8.
- [4] Andreae, M. O., Biomass burning: Its history, use and distribution and its impact on environmental quality and global climate, in *Global Biomass Burning: Atmospheric, Climatic and Biospheric Implications*, edited by J. S. Levine, pp. 3-21, MIT Press, Cambridge, Mass., 1991.
- [5] Anthes, R. A.. A Cumulus Parameterization Scheme Utilizing a One-Dimensional Cloud Model. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 270-286, 1977.
- [6] Artaxo, P.; Maenhaut, W.; Storms, H.; Van Grieken, R.; "Aerosol characteristics and sources for the Amazon basin during the wet season", *Journal of Geophysical Research*, Vol 95, No. D10, pg. 16971-16985, 1990.
- [7] Artaxo, P., F. Gerab, and M.L.C. Rabello, Elemental composition of aerosol particles from two background monitoring stations in the Amazon Basin, *Nucl. Instru. and Methods in Phys. Rev.*, B75, 277-281, 1993a.

- [8] Artaxo P., M.A. Yamasoe, J. V. Martins, S. Kocinas, S. Carvalho, and W. Maenhaut, Case study of atmospheric measurements in Brasil: aerosol emissions from Amazon Basin fires, *Fire in the Environment: The Ecological, Atmospheric and Climate Importance of Vegetation Fires*, P. J. Crutzen and J. G. Goldammer (eds.), John Wiley and Sons, Ltd. Chicester, England, pp. 139-158, 1993b.
- [9] Avissar, R. and R. A. Pielke. A Parameterization of Heterogeneous Land Surfaces for Atmospheric Numerical Models and Its Impact on Regional Meteorology. *Mon. Wea. Rev.*, 117, 2113-2136, 1989.
- [10] Barnes, S. L. Mesoscale Objective Map Analysis using Weighted Time Series Observations. NOAA Tech. Memo. ERL NSSL-62, 60pp. [NTIS COM-73-10781], 1973.
- [11] Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley. Flux-Profile Relationship in the Atmosphere Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, 28, 181-189, 1971.
- [12] Carvalho Jr., J. A., J. M. Santos, J. C. Santos, M. M. Leitão and N. Niguchi. A Tropical Rainforest Clearing Experiment by Biomass Burning in the Manaus Region. *Atmos. Env.*, 29, 2301-2309, 1995.
- [13] Chatfield, R. B., and A. C. Delany. Convection Links Biomass Burning to Increased Tropical Ozone: However, Models Will Tend to Overpredict O<sub>3</sub>. *J. Geophys. Res.*, 95, D12, 18473-18488, 1990.
- [14] Chatfield, R. B., and P. J. Crutzen. Sulfur Dioxide in Remote Oceanic Air: Cloud Transport of Reactive Precursors. *J. Geophys. Res.*, 89, D5, 7111-7132, 1984.
- [15] Chatfield, R. B., J. A. Vastano, H. B. Singh and G. Sachse. A General Model of How Fire Emissions and Chemistry Produce African/Oceanic Plumes (O<sub>3</sub>, CO, PAN, smoke). *J. Geophys. Res.*, 101, D19, 24279- 24306, 1996.

- [16] Chen, C., and W. R. Cotton. A One-Dimensional Simulation of the Stratocumulus-Capped Mixed Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 25, 289-321, 1983.
- [17] Cohen, J. C. P., M. A. F. Silva Dias and C. A. Nobre. Environmental Conditions Associated with Amazonian Squall Lines: A Case Study. *Mon. Wea. Rev.*, 123, 3163-174, 1995.
- [18] Culf, A. D., J. L. Esteves, A. de O. Marques Filho and H. R. Rocha. Radiation, Temperature and Humidity over Forest and Pasture in Amazonia. In: Gash, J. H. C.; Nobre, C. A.; Roberts, J. M.; Victoria, R. L. (eds.). *Amazonian Deforestation and Climate*. John Wiley & Sons, Chichester, Reino Unido, p. 175-191, 1996.
- [19] Dias, I. F. O., A. C. Miranda e H. S. Miranda. Efeitos de Queimadas no Microclima de Solos de Campos de Cerrado - DF/BRASIL. *Anais do Simpósio Impacto das Queimadas sobre o Ecossistemas e Mudanças Globais*. 3o. Congresso de Ecologia do Brasil, 6 a 11 de outubro de 1996, Brasília - DF.
- [20] Dickerson, R. R. et al. Thunderstorms: An Important Mechanism in the Transport of Air Pollutants. *Science*, 235, 460-465, 1987.
- [21] Dutton, J. A., and G. H. Fichtl. Approximate Equations of Motion for Gases and Liquids. *J. Atmos. Sci.*, 26, 241-254, 1969.
- [22] Edwards, N. T., H. H. Shugart, Jr., S. B. McLaughlin, W. F. Harris, and D. E. Reichle. Carbon Metabolism in Terrestrial Ecosystems. Dynamics Properties of Forest Ecosystems. *International Biological Programme 23*. Cambridge Univ. Press, Malta, pp. 499-537, 1980.
- [23] Fearnside, P. M. Deforestation in Brazilian Amazonian as a Source of Greenhouse Gases. In: *Global Biomass Burning: Atmospheric Climate and Biospheric Implications*, edited by J. S. Levine, MIT Press, Cambridge, Mass., 1991.
- [24] Ferek, R. J., J. S. Reid and P. V. Hobbs. Emission Factors of Hydrocarbons, Halocarbons, Trace Gases and Particles from Biomass Burning in Brazil.

- Smoke/Sulfate, Clouds and Radiation - Brazil (SCAR-B) Proceedings. Fortaleza, 4-8 November, 1996, p. 35-39.
- [25] Fisch, G. Camada Limite Amazônica: Aspectos Observacionais e de Modelagem. (Tese de Doutorado em Meteorologia) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, dezembro de 1995. 171 p. (INPE-6123-TDI/584).
- [26] Fishman, J., J. M. Hoell Jr., R. D. Bendura, V. W. J. H. Kirchoff and R. J. McNeal Jr. . NASA GTE TRACE A Experiment (September-October 1992): Overview. *J. Geophys. Res.*, 101, 23865-23879, 1996.
- [27] Fitzjarrald, D. R., B. L. Stormwind, G. Fisch and O. M. R. Cabral. Turbulent Transport Observed Just Above the Amazon Forest. *J. Geophys. Res.*, 93, 1551-1563, 1988.
- [28] Fortune, M. and V. E. Kousky. Two Severe Freezes in Brazil: Precursors and Synoptic Evolution. *Mon. Wea. Rev.*, 111, 181-196, 1993.
- [29] Fritsch, J. M., and C. F. Chappel. Numerical Prediction of Convectively Driven Mesoscale Pressure Systems. Part I: Convective Parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 37, 1722-1733, 1980.
- [30] Freitas, S. R., K. M. Longo, M. A. F. Silva Dias and P. Artaxo. Numerical Modelling of Air Mass Trajectories from the Biomass Burning Areas of the Amazon Basin. *An. Acad. Bras. Ci.*, 68, 193-206, 1996.
- [31] Frost, P. G. H. and F. Robertson. Effects of Fire in Savannas. In: *Determinants of Tropical Savannas*. B. H. Walker (ed). IRL Press Limited, Oxford, 156p.
- [32] Fuelberg, H., R. O. Loring, M. V. Watson, M. C. Sinha, Pickering, K. E., A. M. Thompson, G. W. Sachse, D. R. Blake and M. R. Schoeberl. TRACE A Trajectory Intercomparison, 2. Isentropic and Kinematics Methods. *J. Geophys. Res.*, 101, 23927-23939, 1996.

- 
- [33] Gielow, R., M. M. V. B. R. Leitão, J. M. Santos, J. A. Carvalho Jr. and N. Higuchi. Albedo and Net Radiation Before and After a 'Terra Firme' Forest Burning in Central Amazonia. Pré-impressão.
- [34] Haagenson, P. L., Y.-H. Kuo and M. Skumanich. Tracer Verification of Trajectory Models. *J. Clim. Applied Meteor.*, 26, 410-426, 1987.
- [35] Hao, W. M., and M. H. Liu. Spatial and Temporal Distribution of Tropical Biomass Burning. *Global Biogeochem. Cycles*, 8, 495-503, 1994.
- [36] Harris, R. C., et al. The Amazon Boundary Layer Experiment (ABLE 2A): Dry Season 1985. *J. Geophys. Res.*, 93, 1988.
- [37] Hill, G. E. Factors Controlling the Size and Spacing of Cumulus Clouds as Revealed by Numerical Experiments. *J. Atmos. Sci.*, 31, 646-673, 1974.
- [38] Hodnett, M. G., J. Tomasella and A. de O. Marques Filho. Comparisons of Long-term Soil Water Storage Behaviour under Pasture and Forest in Three Areas of Amazonia. In: Gash, J. H. C.; Nobre, C. A.; Roberts, J. M.; Victoria, R. L. (eds.). *Amazonian Deforestation and Climate*. John Wiley & Sons, Chichester, Reino Unido, p. 57-77, 1996.
- [39] Hoke, J. E., and R. A. Anthes. The Initialization of Numerical Models by a Dynamic-Initialization Technique. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 1551-1556, 1976.
- [40] Kahl, J. D. and P. J. Samson. Uncertainty in Trajectory Calculations Due to Low Resolution Meteorological Data. *J. Clim. Applied Meteor.*, 25, 1816-1831, 1986.
- [41] Kaufman, Y. J., A. Setzer, D. Ward, D. Tanre, B. N. Holben, P. Menzel, M. C. Pereira and R. Rasmussen. Biomass Burning Airborne and Spaceborne Experiment in the Amazonas (BASE-A). *J. Geophys. Res.*, 97, 14581-14599, 1992
- [42] Kaufman, Y. J., et al. Smoke, Clouds, and Radiation-Brazil (SCAR-B) experiment. *J. Geophys. Res.*, 103, D24, 31783-31808, 1998.

- 
- [43] Kaufman, Y. J. Remote Sensing of Direct and Indirect Aerosol Forcing. In: *Aerosol Forcing of Climate*. Ed. by R. J. Charlson and J. Heintzenberg, John Wiley & Sons Ltd., 1995.
- [44] Kousky, V. E., and N. J. Ferreira. Interdiurnal Surface Pressure Variations in Brazil: Their Spatial Distribution, Origins and Effects. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 1999-2008, 1981.
- [45] Kuo, H. L. .On Formation and Intensification of Tropical Cyclones through Latent Heat Release by Cumulus Convection. *J. Atmos. Sci.*, 22, 40-63, 1965.
- [46] Kuo, Y.-H., M. Skumanich, P. L. Haagenson and J. S. Chang. The Accuracy of Air Parcel Trajectories as Revealed by the Observing System Simulation Experiments. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 1852-1867, 1985.
- [47] Lilly, D. K. . On the Numerical Simulations of Buoyant Convection. *Tellus*, 14, 148-172, 1962.
- [48] Lobert, J. M. and J. Warnatz. Emissions from the Combustion Process in Vegetation. *Fire in the Environment*, ed. by P. J. Crutzen and J. G. Goldammer. John Willey & Sons, 1993.
- [49] Longo, K. M. ; Thompson, A. M. ; Kirchhoff, V. W. J. H. ; Remer, L. A. ; de Freitas, S. R. ; Silva Dias, M. A. F. ; Artaxo, P. ; Hart, W. ; Spinhirne, J. D. ; Yamasoe, M. A. Correlation between smoke and tropospheric ozone concentration in Cuiabá during Smoke, Clouds, and Radiation-Brazil (SCAR-B). *J. Geophys. Res.*, Vol. 104 , No. D10 , p. 12113, 1999.
- [50] Longo, K. M. Tese de Doutorado, em preparação.
- [51] Louis, J. F. A Parametric Model of Vertical Eddy Fluxes in the Atmosphere. *Boundary-Layer Meteorol.*, 17, 187-202, 1979.
- [52] Mahrer, Y. and R. A. Pielke. The effects of topography on sea and land breezes in a two-dimensional numerical model. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1151-1162, 1977.

- [53] Maitelli, G. T., e A. C. Miranda. Evapotranspiração e Fluxos de Energia no Cerrado - Estação Chuvosa. *An. Acad. Bras. Ci.*, 63(3), 265-272, 1991.
- [54] Malkus, J. S., C. Ronne and M. Chaffee. Cloud Patterns in Hurricane Daisy. *Tellus*, 13, 8-30, 1961.
- [55] Manton, M. J. and W. R. Cotton. Parameterization of the Atmospheric Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, 34, 331-334, 1977.
- [56] Martin, C. L., D. Fitzjarrald, M. Gastang, A. P. Oliveira, S. Greco and E. Browell. Structure and Growth of the Mixing Layer Over the Amazonian Rain Forest. *J. Geophys. Res.*, 93, 1361-1375, 1988.
- [57] Matson, M., and J. Dozier. Identification of subresolution High Temperature Sources using a Thermal IR Sensor. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 47, 1311-1318, 1981.
- [58] McCumber, M. C., and R. A. Pielke. Simulation of the Effects of Surface Fluxes of Heat and Moisture in a Mesoscale Numerical Model. Part I: Soil Layer. *J. Geophys. Res.*, 86, 9929-9938, 1981.
- [59] McWilliam, A.-L.C., O. M. R. Cabral, B. M. Gomes, J. L. Esteves and J. M. Roberts. Forest and Pasture Leaf-Gas Exchange in South-West Amazonia. In: Gash, J. H. C.; Nobre, C. A.; Roberts, J. M.; Victoria, R. L. (eds.). *Amazonian Deforestation and Climate*. John Wiley & Sons, Chichester, Reino Unido, p. 265-285, 1996.
- [60] Miranda, A. C., H. S. Miranda, I. F. Oliveira Dias and B. F. de Souza Dias. Soil and Air Temperatures During Prescribed Cerrado Fires in Central Brazil. *J. of Trop. Ecol.*, 9, 313-320, 1993.
- [61] Miranda, A. C., H. S. Miranda, J. Lloyd, J. Grace, R. J. Francey, J. A. McIntyre, P. Meir, P. Riggan, R. Lockood and J. Brass. Fluxes of Carbon, Water and Energy over Brazilian Cerrado: an Analysis using Eddy Covariance and Stable Isotopes. *Plant, Cell and Environment*, 20, 315-328, 1997.
- [62] Miranda, A. C., H. S. Miranda, J. Lloyd, J. Grace, R. J. Francey, J. A. McIntyre, P. Meir, P. Riggan, R. Lockood and J. Brass. Carbon Dioxide

- Fluxes over a Cerrado *Sensu Stricto* Central Brazil. In: Gash, J. H. C.; Nobre, C. A.; Roberts, J. M.; Victoria, R. L. (eds.). Amazonian Deforestation and Climate. John Wiley & Sons, Chichester, Reino Unido, p. 353-363, 1996.
- [63] Molinari, J., and T. Corsetti. Incorporation of Cloud-Scale and Mesoscale Downdrafts into a Cumulus Parameterization: Results of One- and Three-Dimensional Integrations. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 485-501, 1985.
- [64] Nobre, C. A., G. Fisch, H. R. Rocha, R. F. da F. Lyra, E. P. da Rocha, A. C. L. da Costa and V. N. Ubarana. Observations of the Atmospheric Boundary Layer in Rondônia. In: Gash, J. H. C.; Nobre, C. A.; Roberts, J. M.; Victoria, R. L. (eds.). Amazonian Deforestation and Climate. John Wiley & Sons, Chichester, Reino Unido, p. 413-424, 1996.
- [65] Pereira, M. C. P. .Detecção, Monitoramento e Análises de alguns Impactos Ambientais de Queimadas na Amazônia usando dados de avião e dos satélites NOAA e LANDSAT. Dissertação de mestrado, INPE-4503-TDL/326, 268 pág., Inst.de Pesq. Espaciais, 1988.
- [66] Pickering, K. E., A. M. Thompson, D. P. McNamara and M. R. Schoeberl. An Intercomparison of Isentropic Trajectories over the South Atlantic. *Mon. Wea. Rev.*, 122, 864-879, 1994.
- [67] Pickering, K. E., A. M. Thompson, D. P. McNamara, M. R. Schoeberl, H. E. Fuelberg, R. O. Loring Jr., M. V. Watson, K. Fakhruzzaman and A. S. Bachmeier. TRACE A Trajectory Intercomparison, 1. Effects of Different Input Analyses. *J. Geophys. Res.*, 101, 23909-23925, 1996.
- [68] Pickering, K. E., R. R. Dickerson, and G. J. Huffman. Trace Gas Transport in the Vicinity of Frontal Convective Clouds. *J. Geophys. Res.*, 93759-773, 1988.
- [69] Prins, E. M., J. M. Feltz, W. P. Menzel and D. E. Ward. An Overview of GOES-8 Diurnal Fire and Smoke Results for SCAR-B and 1995 Fire Season in South America. *J. Geophys. Res.*, 103, D24, 31821-31835, 1998.

- [70] Prins, E. M., W. P. Menzel and D. E. Ward. GOES-8 ABBA Diurnal Fire Monitoring During SCAR-B. Smoke/Sulfate, Clouds and Radiation - Brazil (SCAR-B) Proceedings. Fortaleza, 4-8 November, Transtec Editorial, 153-157, 1996.
- [71] Prins, E. M., and W. P. Menzel. Geostationary Satellite Detection of Biomass Burning in South America. *Int. J. Remote Sensing*, 13, no. 15, 2783-2799, 1992.
- [72] Rocha, H. R., C. A. Nobre; J. P. Bonatti and I. R. Wright. A Vegetation-Atmosphere Interaction Study for Amazonia Deforestation using Field Data and a 'Single Column' Model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 122, 567-594, 1996.
- [73] Sá, T. D. de A., J. de P. R. da Costa and J. M. Roberts. Forest and Pastures Conductances in Southern Pará, Amazonia. In: Gash, J. H. C.; Nobre, C. A.; Roberts, J. M.; Victoria, R. L. (eds.). *Amazonian Deforestation and Climate*. John Wiley & Sons, Chichester, Reino Unido, p. 241-263, 1996.
- [74] Seinfeld, J. H., and S. N. Pandis. *Atmospheric Chemistry and Physics*. John Wiley & Sons Ltd., 1326 p., 1998.
- [75] Setzer, A. W., and M. C. Pereira. Amazonia Biomass Burnings in 1987 and an Estimate of Their Tropospheric Emissions. *Ambio*, 20, 19-22, 1991.
- [76] Silva Dias, M. A. F., and R. N. Ferreira. Application of a Linear Spectral Model to the Study of Amazonian Squall Lines during GTE/ABLE 2B. *J. Geophys. Res.*, 97, D18, 20405-20419, 1992.
- [77] Simpson, J., and V. Wiggert. Models of Precipitating Cumulus Towers. *Mon. Wea. Rev.*, 97, 471-489, 1969.
- [78] Smagorinsky, J. .General Circulation Experiments with the Primitive Equations. 1: The Basic Experiment. *Mon. Weather Rev.*, 91, 99-164, 1963.
- [79] Thompson, A. M., et al. Convective Transport over the Central United States and its Role in Regional CO and Ozone Budgets. *J. Geophys. Res.*, 99, D09, 18703-18711, 1994.

- 
- [80] Tremback, C. J., J. Powell, W. R. Cotton and R. Pielke. The Forward-in-Time Upstream Scheme: Extension to Higher Orders. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 540-555, 1987.
- [81] Tremback, C. J. and R. Kessler. A Surface Temperature and Moisture Parameterization for use in Mesoscale Numerical Models. Preprints, 7th. Conference on Numerical Weather Prediction, Montreal, Canadá, AMS, 17-20 June 1985.
- [82] Tremback, C. J. .Numerical Simulation of a Mesoscale Convective Complex: Model Development and Numerical Results. Ph.D. Dissertation, Atmos. Sci. Paper No. 465, Colorado State University, Dept. of Atmospheric Science, Fort Collins, CO 80523.
- [83] Tripoli, G. J., and W. R. Cotton. The Colorado State University Three-Dimensional Cloud/Mesoscale Model - 1982. Part I: General Theoretical Framework and Sensitivity Experiments. *J. de Rech. Atmos.*, 16, 185-219, 1982.
- [84] Ward, D. E. and C. C. Hardy. Smoke Emissions from Wildland Fires. *Environment International*, 17, 117-134, 1991.
- [85] Ward, D. E., R. A. Susott, J. B. Kauffman, R. E. Babbit, D. L. Cummings, B. Dias, B. N. Holben, Y. J. Kaufman, R. A. Rasmussen, A. W. Setzer. Smoke and Fire Characteristics for Cerrado and Deforestation Burns in Brazil: BASE-B Experiment. *J. Geophys. Res.*, 97, D13, 14601-14619, 1992.