

CARACTERIZAÇÃO DE UM MODELO DE CAMADA LIMITE
PLANETARIA PARA AVALIAR LIBERAÇÕES DE
RADIONUCLÍDEOS EM INSTALAÇÕES NUCLEARES

Leslie de Molnary

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Departamento de Ciências Atmosféricas

Orient.: Prof. Dr. Amauri Pereira de Oliveira

- 1993 -



Universidade de São Paulo
Instituto Astronômico e Geofísico

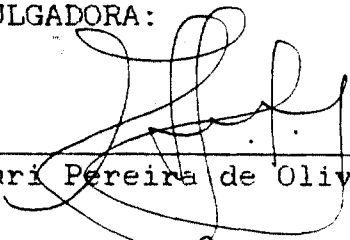
COMISSAO DE POS-GRADUACAO
RELATORIO DA COMISSAO JULGADORA

NOME DO CANDIDATO: Leslie de Molnary

NIVEL: Mestrado

TITULO DO TRABALHO: "Caracterização de um Modelo de Camada Limite Planetária para Avaliar Liberações de Radionuclídeos em Instalações Nucleares"

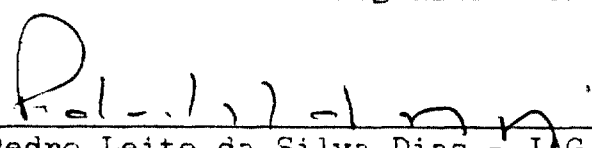
MEMBROS DA COMISSAO JULGADORA:



Dr. Amauri Pereira de Oliveira - Orientador




Dr. Gervásio Annes Degrazia - UFSM



Dr. Pedro Leite da Silva Dias - IAG/USP

CANDIDATO:



Leslie de Molnary



São Paulo, 20 de abril de 1993.

Água Funda: Av. Miguel Stefano, 4200, CEP 04301-904 - São Paulo, SP, Caixa Postal 9638, CEP 01065-970 - São Paulo, SP
Tel.: (11) 577.8599 (PABX), Telex: 1156735 IAGM BR, Fax: (11) 276.3842

Cidade Universitária: Rua do Matão, 1226, CEP 05508-900 - São Paulo, SP
Tel.: (11) 212.3037 (direto), (11) 813.3222 (PABX/USP)

COMISSAO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR/SP - IPEN

CARACTERIZAÇÃO DE UM MODELO DE CAMADA LIMITE PLANETÁRIA
PARA AVALIAR LIBERAÇÕES DE RADIONUCLÍDEOS EM INSTALAÇÕES NUCLEARES

Leslie de Molnary

Dissertação de Mestrado

Departamento de Ciências Atmosféricas

Instituto Astronômico e Geofísico

Universidade de São Paulo

Fevereiro de 1993

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Amauri Pereira de Oliveira do Departamento de Ciências Atmosféricas do Instituto Astronômico e Geofísico da Universidade de São Paulo (IAG/USP) pela oportunidade oferecida ao aceitar a orientação acadêmica e acompanhamento do trabalho proposto.

Ao Dr. José Messias de Oliveira Neto do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP) pela possibilidade de desenvolver este trabalho, e demais companheiros pelo incentivo e profissionalismo demonstrado durante a realização desta monografia.

A Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP) por permitir a utilização e reprodução de parte dos dados meteorológicos coletados durante os Experimentos Meteorológicos I, II e IV realizados no Centro Experimental Aramar (CEA) durante o período de Julho de 1990 a Agosto de 1992.

A Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo financiamento do Projeto "Dinâmica da Camada Limite Planetária em Latitudes Tropicais e Subtropicais" (proj. # 90/4492-1) que foi executado conjuntamente com os Experimentos Meteorológicos no CEA.

A minha esposa Rita de Cassia, aos meus pais Leslie e Helena, ao meu irmão William e demais amigos pelo incentivo, apoio e compreensão demonstrados durante a realização deste trabalho.

RESUMO

É utilizado o modelo de duas camadas para simular numericamente a evolução temporal e espacial da Camada Limite Planetária durante condições convectivas e condições estáveis. O objetivo principal do trabalho é analisar a aplicabilidade do modelo de duas camadas na avaliação da concentração ambiental devido às liberações de radionuclídeos na atmosfera durante condições de operação normal e de acidentes em uma instalação nuclear.

Os dados coletados durante os Experimentos Meteorológicos no Centro Experimental Aramar são utilizados para verificar a performance do modelo e a validade dos resultados numéricos obtidos. Os resultados indicam que a rugosidade da superfície, a dissipação turbulenta, e o gradiente vertical de temperatura potencial são parâmetros críticos na determinação da altura da CLP e da concentração do material liberado.

O modelo reproduz as observações do dia 16/03/91 (sem nebulosidade). Em condições convectivas uma liberação atmosférica idealizada de radionuclídeos atinge o maior centro populacional em cerca de 1 hora. Em condições estáveis a mesma liberação atinge o maior centro populacional em cerca de 45 minutos.

Do ponto de vista operacional, o modelo numérico é de fácil implementação devido ao pequeno número de variáveis necessárias, assim como, o tempo de processamento computacional do modelo é reduzido, e os recursos computacionais são supridos por um microcomputador de última geração.

ABSTRACT

A two layer bulk model is used to simulate numerically the time and spatial evolution of concentration of radionuclides in the Planetary Boundary Layer (PBL) for convective and stable conditions. In this model, the closure hypothesis are based on the integrated version of the Turbulent Kinetics Energy (TKE) equation (Smeda,1979). This type of model was adopted here because it is numerically simple to be applied operationally in routine and emergency support systems of atmospheric releases at nuclear power plants, and the hypothesis of the efficiency of the vertical mixing seems to be physically reasonable to simulated PBL evolution for high wind conditions and stable conditions in Subtropical latitudes regions.

In order to validate the model to the nuclear power plants of the Centro Experimental Aramar (CEA), located in Ipero, State of São Paulo, Brazil, numerical simulations were carried out with initial and boundary conditions based on vertical profiles of temperature and horizontal wind speed and direction obtained from tethered balloon soundings, synoptic charts at 850 hPa and surface observations.

Comparisons between a 24 hour long numerical simulation and observations indicate that the model is capable of reproduce the diurnal evolution of temperature and horizontal wind during the convective regime. During stable conditions, the slab model was able to simulate the intensity of the surface inversion as a difference between the mixed layer and surface temperatures. The simulated mixed layer height matches with observations during the convective and stable regime.

A daytime release of radionuclides was simulated for CEA region and the results indicated that the maximum relative concentration reaches a distance about 15 Km in 1 hour, varying from 100 times background at the moment of the release to 15 times the background. For night releases, the maximum concentration reaches the same distance in 45 minutes, varying from 100 to 30 times the background values.

INDICE

	Pag.
Agradecimentos	i
Resumo	ii
Abstract	iii
Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	xi
1. Introdução	1
2. Revisão das Técnicas e Diretrizes para Calcular o Transporte Advetivo e Turbulento de Radionuclídeos	9
2.1. Modelos Utilizados pelos Orgãos Licenciadores	10
2.1.1. Modelos de Dispersão Atmosférica Utilizados pela USNRC	10
2.1.2. Aplicabilidade dos Modelos em Situações de Acidentes	11
2.2. Conceitos de Transporte e Turbulência Atmosférica	12
2.3. Níveis de Complexidade dos Modelos	13
2.3.1. Modelos Lagrangeanos	14
2.3.1.1. Puff Gaussiano	15
2.3.1.2. Pluma Gaussiana	16
2.3.2. Modelos de Transporte Gradiente	20
2.4. Sumário a Respeito das Técnicas Apresentadas	24
3. Fundamentação Teórica do Modelo Proposto	27
3.1. Equação Prognóstica para a Altura da Camada de Mistura	36
3.1.1. Altura da Camada de Mistura durante a Transição	39
3.2. Resfriamento Radiativo	42
3.3. Geração e Dissipação Turbulenta na Camada de Mistura	43
3.4. Fluxos Turbulentos Verticais na Superfície	45
3.5. Velocidade Vertical de Grande Escala	47

4. Descrição dos Experimentos Meteorológicos de Campo	49
4.1. Experimento Meteorológico I - Inverno 90	51
4.2. Experimento Meteorológico II - Verão 91	56
4.3. Experimento Meteorológico IV - Inverno 92	63
5. Simulação Numérica do Modelo	68
5.1. Caso 1/2 Dimensão (Z)	69
5.1.1. Testes de Sensibilidade	71
5.1.2. Jatos de Baixos Níveis	85
5.1.3. Comparação com as Observações	89
5.2. Caso 1 1/2 Dimensão (X,Z)	95
5.2.1. Testes de Sensibilidade	97
6. Conclusão	105
7. Referências	109
Anexo A	114
Anexo B	118

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1. Distribuição espacial da concentração devido a uma fonte pontual e contínua com altura efetiva H e velocidade do vento u , de acordo com a formulação do modelo de pluma Gaussiana (Seinfeld, 1975). ... **Pag. 18.**

FIGURA 2.2. Distribuição espacial da concentração devido a uma fonte pontual e contínua com altura efetiva H e velocidade do vento u , sujeita a presença de uma camada de inversão térmica acima do ponto de liberação, de acordo com a formulação do modelo de pluma Gaussiana com múltiplas reflexões (Seinfeld, 1975). ... **Pag. 20.**

FIGURA 2.3. Ilustração da validade do modelo de transporte gradiente considerando-se as dimensões dos turbilhões em relação as dimensões de uma pluma devido a liberação contínua (Houghton, 1985). ... **Pag. 25.**

FIGURA 3.1. Representação esquemática da Camada Limite Planetária (CLP) e as três sub-camadas principais (CLS, CM e CT), com as respectivas parametrizações verticais dos perfis de temperatura potencial, velocidade, concentração, e dos fluxos turbulentos verticais de calor, momentum, e concentração, dentro da camada limite planetária e atmosfera livre durante o período diurno. ... **Pag. 28.**

FIGURA 3.2. Representação esquemática da Camada Limite Planetária (CLP) com salto de ordem zero apresentando as respectivas parametrizações verticais dos perfis de temperatura potencial, velocidade, concentração, fluxo turbulento de calor, fluxo turbulento de momento, e fluxo turbulento de concentração no interior da CM e da atmosfera livre durante condições convectivas. ... **Pag. 30.**

FIGURA 3.3. Representação esquemática da Camada Limite Planetária (CLP) com salto de ordem zero apresentando as respectivas parametrizações verticais dos perfis de temperatura potencial, velocidade, concentração, fluxo turbulento de calor, fluxo turbulento de momento, e fluxo turbulento de concentração no interior da CM e da atmosfera livre durante condições estáveis. ... **Pag. 31.**

FIGURA 3.4. Representação dos mecanismos de transformação da energia cinética turbulenta (ECT), e respectivas orientações com o qual os mecanismos se processam. É assumindo estado uniforme e estacionário ($d\bar{e}/dt = 0$). ... **Pag. 38.**

FIGURA 4.1. Localização do Centro Experimental Aramar (CEA) no Estado de São Paulo. ... **Pag. 50.**

FIGURA 4.2. Mapa topográfico da região do Centro Experimental Aramar (CEA), com a indicação da localização dos centros populacionais mais próximos. As curvas de nível indicam cotas de 600, 700, 800 e 900 metros acima do nível médio do mar; a curva tracejada indica a região de vale do Rio Sorocaba e Rio Ipanema na cota 550 m. ... **Pag. 51.**

FIGURA 4.3. Evolução das características sinóticas de superfície observadas durante a realização do Experimento Meteorológico I no CEA. (Fonte: Departamento de Hidrografia e Navegação do Ministério da Marinha (DHN/MM)). As isóbaras estão espaçadas a cada 4 hPa. ... **Pag. 53.**

FIGURA 4.4. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período convectivo - dia 03/08/1990 do Experimento Meteorológico I realizado no CEA. (Fonte: Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)). ... **Pag. 54.**

FIGURA 4.5. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período estável - dias 03 e 04/08/1990 do Experimento Meteorológico I realizado no CEA. (Fonte: Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)). ... **Pag. 55.**

FIGURA 4.6. Evolução das características sinóticas de superfície observadas durante a realização do Experimento Meteorológico II no CEA. (Fonte: Departamento de Hidrografia e Navegação do Ministério da Marinha (DHN/MM)). As isóbaras estão espaçadas a cada 4 hPa. ... **Pag. 57.**

FIGURA 4.7. Fluxo de calor sensível (W/m^2) observado a 5 m da superfície para os dias 16 a 21 de março/1991 do Experimento Meteorológico II. A curva corresponde a um polinômio do tipo "Spline" interpolado através dos valores médios de 600 valores a cada 5 minutos. (Fonte: Oliveira e Sakai (1991)). ... **Pag. 59.**

FIGURA 4.8. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período convectivo - dia 16/03/1991 do Experimento Meteorológico II realizado no CEA. (Fonte: Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)). ... **Pag. 61.**

FIGURA 4.9. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período estável - dias 16 e 17/03/1991 do Experimento Meteorológico II realizado no CEA. (Fonte Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)). ... Pag. 62.

FIGURA 4.10. Evolução das características sinóticas de superfície observadas durante a realização do Experimento Meteorológico IV no CEA. (Fonte: Departamento de Hidrografia e Navegação do Ministério da Marinha (DHN/MM)). As isóbaras estão espaçadas a cada 4 hPa. ... Pag. 64.

FIGURA 4.11. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período convectivo - dia 06/03/1992 do Experimento Meteorológico IV realizado no CEA. (Fonte: Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)). ... Pag. 66.

FIGURA 4.12. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período estável - dias 06 e 07/08/1992 do Experimento Meteorológico IV realizado no CEA. (Fonte Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)). ... Pag. 67.

FIGURA 5.1. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência da variação do parâmetro de rugosidade da superfície, z_0 . Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 2 e 3. $z_0 = 0,01$ m (—), $z_0 = 0,04$ m (- -), $z_0 = 0,10$ m (— · —). ... Pag. 75.

FIGURA 5.2. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência da variação do parâmetro de dissipação turbulenta, γ . Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 4 e 5. $\gamma = 0,001$ (—), $\gamma = 0,0$ (- -), $\gamma = 0,007$ (— · —). ... Pag. 78.

FIGURA 5.3. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência da variação do gradiente vertical de temperatura potencial da atmosfera livre, Γ_θ . Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 6 e 7. $\Gamma_\theta = 0,006$ K/m (—), $\Gamma_\theta = 0,004$ K/m (- -), $\Gamma_\theta = 0,01$ K/m (— · —). ... Pag. 80.

FIGURA 5.4. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência de diferentes condições iniciais para as componentes horizontais do vento geostrófico, $u_g(0)$ e $v_g(0)$. Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 8 e 9. $u_g(0) = -5 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_g(0) = 5 \text{ m.s}^{-1}$ (—), $u_g(0) = -7 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_g(0) = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (- -), $u_g(0) = 0 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_g(0) = 7 \text{ m.s}^{-1}$ (· ·). ... Pag. 82.

FIGURA 5.5. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência de diferentes condições iniciais para as componentes horizontais do vento médio na CM, $u_m(0)$ e $v_m(0)$. Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 10 e 11. $u_m(0) = -2 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_m(0) = 5 \text{ m.s}^{-1}$ (—), $u_m(0) = -5.5 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_m(0) = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (- -), $u_m(0) = 0 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_m(0) = 5.5 \text{ m.s}^{-1}$ (—). ... Pag. 83.

FIGURA 5.6. Condições iniciais da velocidade e direção do vento na atmosfera livre e na CM durante os EXPERIMENTOS NUMÉRICOS (EN) 1, 8, 9 e 1, 10, 11. ... Pag. 84.

FIGURA 5.7. Representação da intensidade máxima do jato noturno de baixos níveis devido a diferentes valores de velocidade do vento na CM convectiva ao final do período diurno em relação ao vento geostrófico na interface entre a atmosfera livre e a camada limite planetária. Assume-se $U_{m1}^c > U_{m2}^c$ e $U_g = \text{cte}$ para fins de comparação, U_{m1}^r e U_{m2}^r são as respectivas velocidades do vento na CM residual. ... Pag. 87.

FIGURA 5.8. Evolução temporal da velocidade e direção do vento no interior da CM durante os períodos convectivo e estável. (A) Experimento 1 (—), Experimento 2 (- -) e Experimento 3 (—). (B) Experimento 1 (—), Experimento 4 (- -) e Experimento 5 (—). (C) Experimento 1 (—), Experimento 6 (- -) e Experimento 7 (—). (D) Experimento 1 (—), Experimento 8 (- -) e Experimento 9 (—). (E) Experimento 1 (—), Experimento 10 (- -) e Experimento 11 (—). ... Pag. 88.

FIGURA 5.9. Comparação entre os resultados numéricos do modelo de duas camadas para representar a Camada Limite Planetária (EXPERIMENTO 1) com os perfis verticais de temperatura potencial, velocidade e direção do vento observados no dia 16/03/91 do Experimento Meteorológico II. A curva contínua é a solução numérica do modelo e os pontos correspondem aos valores amostrados pelo balão-cativo. ... Pag. 91.

FIGURA 5.10. Evolução temporal e espacial da altura da CM convectiva e da concentração média no interior da CM (EXPERIMENTO 12). O poluente ou radionuclídeo liberado no ponto CEA é apenas hipotético e não considera remoção pela superfície ou decaimento radioativo na escala de tempo em que ocorre o transporte para as áreas em torno do ponto de liberação. Altura da CM (—), Concent. (—). ... **Pag. 100.**

FIGURA 5.11. Evolução temporal e espacial da altura da CM convectiva e da concentração média no interior da CM (EXPERIMENTO 13). O poluente ou radionuclídeo liberado no ponto CEA é apenas hipotético e não considera remoção pela superfície ou decaimento radioativo na escala de tempo em que ocorre o transporte para as áreas em torno do ponto de liberação. Altura da CM (—), Concent. (—). ... **Pag. 101.**

FIGURA 5.12. Evolução temporal e espacial da altura da CM convectiva e da concentração média no interior da CM (EXPERIMENTO 14). O poluente ou radionuclídeo liberado no ponto CEA é apenas hipotético e não considera remoção pela superfície ou decaimento radioativo na escala de tempo em que ocorre o transporte para as áreas em torno do ponto de liberação. Altura da CM (—), Concent. (—). ... **Pag. 102.**

FIGURA 5.13. Evolução temporal e espacial da altura da CM estável e da concentração média no interior da CM (EXPERIMENTO 15). O poluente ou radionuclídeo liberado no ponto CEA é apenas hipotético e não considera remoção pela superfície ou decaimento radioativo na escala de tempo em que ocorre o transporte para as áreas em torno do ponto de liberação. Altura da CM (—), Concent. (—). ... **Pag. 104.**

LISTA DE TABELAS

TABELA 5.1. Condições de contorno e condições iniciais assumidas para a realização dos experimentos numéricos de sensibilidade com o modelo de CLP. Não são considerados os processos físicos de advecção e difusão horizontal. ... **Pag. 72.**

TABELA 5.2. Condições de contorno e condições iniciais assumidas para simular os experimentos numéricos de sensibilidade com o modelo de CLP considerando os termos de advecção e difusão horizontal no eixo zonal. Os valores das condições de contorno e condições iniciais são iguais para todos os pontos da grade considerada, exceto quando houver observação em contrário. ... **Pag. 98.**

1. INTRODUÇÃO

O estudo sobre a modelagem da dispersão atmosférica de poluentes e suas implicações sobre a avaliação da qualidade do ar tem suas raízes nos programas militares e de energia atômica desenvolvidos durante o período de 1920 a 1960. E foi durante esse período que o trabalho clássico de Taylor (1921) sobre tratamento estatístico de difusão atmosférica foi realizado, e os modelos para difusão Gaussiana foram propostos (Sutton (1953)).

Desde então, diversos institutos de pesquisas e órgãos governamentais, entre os quais destacam-se, a *Environmental Protection Agency (EPA)* e a *U.S. Nuclear Regulatory Commission (USNRC)* nos Estados Unidos, o *RISO National Laboratory (RISO)* na Dinamarca, e o *Forschungszentrum Jülich KFA (KFA)* na Alemanha, tem mantido e coordenado diversos grupos envolvidos na avaliação dos processos de dispersão atmosférica em seus laboratórios de pesquisa e custeado diversos experimentos de campo envolvendo liberações de material radioativo tanto na superfície quanto em níveis mais altos da atmosfera.

Um panorama do estágio de desenvolvimento da modelagem atmosférica para avaliação da qualidade do ar até o ano de 1960 está detalhado no livro *Atmospheric Diffusion* (Pasquill, 1962) e na publicação da USNRC com o documento *Meteorology and Atomic Energy* (Slade, 1968).

A partir da década de 60, quando diversos países passaram a se utilizar da energia nuclear para a produção de energia elétrica, assim como, passaram a desenvolver novos compostos químicos altamente tóxicos e prejudiciais ao meio ambiente, os estudos de dispersão atmosférica passaram a se constituir em um campo de pesquisa de grande relevância.

Após o acidente com o reator nuclear de Three Mile Island nos Estados Unidos em 1979, e do acidente com o reator nuclear de Chernobyl na União Soviética em 1986, sofisticados procedimentos de segurança passaram a ser considerados e implantados durante as etapas de projeto, construção e operação das instalações nucleares

que apresentam elevado potencial de impacto ambiental.

Entretanto, ainda é possível, mesmo que remota, a ocorrência de acidentes que venham a liberar grandes quantidades de material radioativo no meio ambiente. Nestas condições a quantidade de material radioativo liberada para a atmosfera pode variar de valores mínimos a frações significativas do inventário da instalação. E, além disso, as liberações acidentais de efluentes gasosos na atmosfera podem apenas ser previstas dentro de um contexto probabilístico.

As consequências ambientais resultantes das liberações de materiais radioativos na atmosfera podem variar consideravelmente de acordo com as condições operacionais da instalação, com as condições meteorológicas predominantes sobre a região na hora, e durante a ocorrência do evento, assim como, com a localização e os hábitos alimentares da população potencialmente afetada.

Estudos desenvolvidos por ApSimon *et al.* (1985), Maryon e Heasman (1988), analisam o comportamento dos processos de transporte de poluentes na atmosfera considerando escalas espaciais da ordem de dezenas a centenas de quilômetros e seus respectivos impactos sobre a população e meio ambiente para fontes radiológicas. Adicionalmente, Segal *et al.* (1988) analisa o impacto ambiental devido às fontes antropogênicas industriais e urbanas.

ApSimon *et al.* (1985) descreve através de um modelo de *puff* com trajetória lagrangeana, o transporte e a dispersão atmosférica de radionuclídeos sobre a Europa Ocidental utilizando a base de dados das estações sinóticas no continente e de navios localizados na região, incorporando ao mesmo tempo, a evolução temporal da camada de mistura atmosférica sobre a região.

Maryon e Heasman (1988) analisam os erros associados com as trajetórias do campo de vento calculadas para o nível de 950 hPa quando utilizado o modelo de previsão numérica do *United Kingdom Meteorological Office* e suas implicações no controle da precipitação ácida sobre a Europa.

Finalmente, o trabalho proposto por Segal et al. (1988) descreve um modelo de dispersão atmosférica em mesoescala que consiste basicamente de um modelo com conceituação lagrangeana para estimar os níveis de máxima concentração de SO_2 ao nível do solo devido ao aumento das emissões antropogênicas de origem urbana que tem sido observadas em alguns parques nacionais ao Sul da Flórida, Estados Unidos, como parte dos estudos que estão analisando as consequências biológicas sobre estas áreas.

Complementando os estudos mencionados anteriormente para escalas espaciais de centenas de quilômetros, também são encontrados na literatura trabalhos que procuram descrever mais detalhadamente os processos de transporte e difusão atmosférica em função das características topográficas e dos padrões de circulação local e regional em que se encontram as instalações nucleares e plantas químicas potencialmente emissoras de material para a atmosfera. Dentro do escopo de análise ambiental em que são consideradas as características regionais, destacam-se os trabalhos de Sherman (1978), MacCracken et al. (1978), Oliveira (1985) e Sun (1989).

O trabalho de Sherman (1978) desenvolve um modelo para transporte de poluentes que tem como principal parâmetro de entrada um campo de vento tridimensional consistente em massa e representativo das medidas meteorológicas disponíveis na região de interesse. O trabalho proposto por MacCracken et al. (1978) baseia-se na integração vertical da equação da conservação de massa na forma euleriana a partir da superfície até a base da inversão térmica, incorporando topografia complexa, variações nos padrões meteorológicos, e características do padrão de emissão da fonte na atmosfera.

Uma modelagem numérica simplificada da evolução temporal e espacial da camada de mistura atmosférica acoplada a um campo de advecção uniforme e constante para aplicação ao estudo de dispersão de poluentes de uma fonte do tipo área é proposto por Oliveira (1985). Seguindo esta mesma linha de pesquisa, tem-se o estudo desenvolvido por Sun (1989) que consiste em modelar numericamente a dispersão de poluentes na camada de mistura convectiva.

Desconsiderando-se as particularidades apresentadas por cada um dos modelos mencionados no que se refere às escalas espaciais e temporais analisadas, ou mesmo, ao tipo de aplicação pretendido, existem basicamente cinco características gerais entre esses modelos, que são:

- (a) necessidade de utilizar-se computadores de alta performance;
- (b) alocação de grande parte da memória para armazenamento das variáveis de trabalho;
- (c) grande volume de dados de entrada para a inicialização dos modelos numéricos;
- (d) as equações diferenciais normalmente envolvem discretizações numéricas que podem envolver processos de instabilidade numérica;
- (e) devem fornecer informações confiáveis e atualizadas em curto intervalo de tempo quando aplicados a programas de monitoração ambiental durante situações de acidentes ou de operação normal.

Operacionalmente, o grau de contaminação radiológica no ambiente provocado por liberação acidental, ou de rotina, na atmosfera, tem sido avaliado basicamente a partir das estimativas da distribuição temporal e espacial da concentração encontrada nas amostras de ar, solo, água e de alimentos coletadas após os eventos.

Sendo que os procedimentos disponíveis operacionalmente por diversas vezes não representam fisicamente os processos de advecção, difusão e remoção do material liberado e, adicionalmente, necessitam de informações contínuas sobre a evolução temporal e espacial da camada limite planetária, do campo de vento, e da estrutura térmica.

O objetivo deste trabalho é formular um modelo numérico para avaliar os mecanismos de transporte e dispersão de radionuclídeos na atmosfera, assumindo-se

os padrões característicos de liberações de rotina ou de acidentes em instalações nucleares.

Também é objetivo do modelo reproduzir ou simular alguns mecanismos médios do transporte advectivo e turbulento para as áreas em torno da instalação assumindo dimensões espaciais médias de 100 Km^2 a 10000 Km^2 , de modo a atender as exigências da legislação brasileira no que se refere ao licenciamento e operação de instalações nucleares (CNEN (1974) e CNEN (1989)).

Na prática, será assumido que os materiais liberados na atmosfera se constituem em sua grande parte por gases que não são reativos na atmosfera, e que o tempo de decaimento radioativo é superior a escala de tempo de 24 horas com que o modelo simula a evolução da camada limite planetária e seus respectivos parâmetros dinâmicos e termodinâmicos. O comportamento de uma fonte pontual e contínua será considerado durante situações operacionais. Durante condições de acidente é assumido que todo o material é liberado na atmosfera através de uma fonte pontual e instantânea.

O modelo numérico proposto neste trabalho está baseado na adaptação de um modelo de duas camadas proposto por Smeda (1979) e que permite simular a evolução temporal e espacial da camada limite planetária para os períodos diurno e noturno, assim como, permite fornecer alguns parâmetros que podem ser utilizados em modelos de pluma Gaussiana como, por exemplo, a altura da camada de inversão, a velocidade e direção do vento, e uma estimativa da estabilidade atmosférica através da diferença da temperatura observada entre a superfície e o topo da camada de inversão.

Entre os fatores que contribuíram para a escolha do modelo de duas camadas em detrimento aos modelos de *puff* ou de pluma Gaussiana, ou então, em relação aos modelos mais complexos com vários níveis na vertical, podem ser ressaltados:

- (a) os modelos de *puff* ou de pluma Gaussiana utilizam valores de difusão lateral e vertical em função da distância que são baseados em extrapolações para grandes distâncias da fonte (distâncias maiores a 1000 m);

- (b) os modelos de *puff* ou de pluma Gaussiana não permitem incorporar variações espaciais e temporais da velocidade do vento, do parâmetro de rugosidade da superfície, topografia e estabilidade atmosférica;
- (c) os modelos de vários níveis são fisicamente mais complexos e requerem tratamentos especiais para ondas de gravidade, fronteiras superiores e condições iniciais, assim como, a capacidade de processamento de dados deve ser bastante sofisticada;
- (d) o modelo de duas camadas não necessita de muitos dados e parâmetros para inicialização, o tempo de processamento computacional é reduzido, assim como, a eventual utilização operacional no controle ambiental de radionuclídeos liberados na atmosfera pode ser acompanhada praticamente em tempo real pelo grupo de proteção radiológica da instalação;
- (e) o modelo de duas camadas implementa uma formulação euleriana da equação da continuidade que incorpora um tratamento baseado na integração média dos parâmetros dinâmicos e termodinâmicos na dimensão vertical e da componente zonal da velocidade do vento;
- (f) no modelo de duas camadas as hipóteses assumidas são bastante coerentes com os perfis verticais de temperatura potencial e de momento observados durante condições convectivas e estáveis.

Para tanto, um conjunto de simplificações físicas foram assumidas com a finalidade de utilizar-se a equação da continuidade para estudar o impacto das liberações de radionuclídeos sobre o ambiente utilizando os dados meteorológicos que estão normalmente disponíveis na própria instalação, e as informações que podem ser fornecidas pelos serviços regionais de previsão do tempo.

Uma vez conhecidas as estimativas das intensidades e o tipo de fonte de cada uma das instalações nucleares do Centro Experimental Aramar estas informações também poderão ser incorporadas ao modelo para projetar a concentração ambiental e

suas consequências diretas sobre a região e população circunvizinha.

Desde que as informações sinóticas estejam disponíveis, as condições de contorno do modelo poderão ser continuamente modificadas, respeitados os limites de aplicabilidade do modelo. Dado que, as informações sinóticas de escala sinótica no Brasil são disponíveis a cada 12 horas, o modelo pode ser utilizado para simular 12 horas de evolução da camada limite planetária com condição de contorno constante para o campo de velocidade do vento e os gradientes vertical e horizontal de temperatura.

Além da facilidade de adaptação e implantação operacional às futuras instalações nucleares do Centro Experimental Aramar, Iperó (SP), este modelo permite utilizar os perfis verticais de velocidade e direção do vento, temperatura do ar, e umidade disponíveis em uma torre micrometeorológica de 100 m instalada no próprio sítio do CEA, complementando desta maneira, os dados sinóticos que são fornecidos pelo serviço regional de meteorologia conforme mencionado anteriormente.

Outro objetivo deste trabalho é calibrar o modelo numérico através das informações meteorológicas coletadas durante os Experimentos Meteorológicos de campo I a IV realizados no CEA durante o período de Julho de 1990 a Agosto de 1992, com relação a evolução temporal da altura da camada limite planetária, determinação dos fluxos verticais turbulentos de calor e umidade, e balanço de radiação solar na superfície. Uma descrição detalhada sobre os experimentos de campo, as técnicas de amostragem utilizadas, e os resultados preliminares dos Experimentos Meteorológicos I e II são apresentadas em Oliveira e Sakai (1991), Oliveira (1992), Molnary (1992) e Molnary e Oliveira (1992).

Considerando-se o aperfeiçoamento dos microcomputadores pessoais em relação a sua capacidade de armazenamento de grande volume de dados, tempo de processamento e possibilidade de apresentação dos resultados gráficos na forma impressa, ou na forma visual, também houve o interesse de aplicar a metodologia do modelo de duas camadas nesta classe de equipamentos de processamento de dados para permitir a utilização deste modelo por instituições de pesquisa ou empreendimentos nas áreas

nuclear e convencional que não dispõem de recursos computacionais de grande porte para gerenciar seus programas de monitoração ambiental em situações de rotina ou de emergência.

Portanto, neste trabalho são apresentadas: uma revisão bibliográfica sobre os modelos de dispersão de poluentes e da legislação normativa da área nuclear no Capítulo 2; uma descrição teórica do modelo de duas camadas no Capítulo 3; uma descrição dos Experimentos Meteorológicos no Capítulo 4; e finalmente os resultados das simulações numéricas no Capítulo 5.

2. REVISÃO DAS TÉCNICAS E DIRETRIZES NORMATIVAS PARA CALCULAR O TRANSPORTE ADVECTIVO E TURBULENTO DE RADIONUCLÍDEOS

O acoplamento dos mecanismos de transporte atmosférico (advectivo e turbulento) aos processos de transformação radioativa formam a ligação fundamental entre as taxas de emissão e as concentrações de poluentes no meio ambiente. Por outro lado, o gerenciamento da qualidade do ar através da avaliação do impacto ambiental de determinado poluente, envolve necessariamente algumas considerações dos processos físico-químicos que ocorrem entre o intervalo de liberação do poluente até o seu meio receptor.

As medidas diretas no campo da concentração ambiental de poluentes é um dos métodos para se estabelecer as relações entre os níveis ambientais e os devidos à liberação, desta maneira, as medidas diretas são, naturalmente, a melhor maneira para se obter o "registro verdadeiro" causado pelos mecanismos atmosféricos sobre a dispersão dos materiais.

Muitas vezes, entretanto, medidas diretas das concentrações ambientais não são tecnicamente factíveis, pois o custo operacional, especialmente sobre grandes escalas espaciais e longos períodos de tempo, se tornam proibitivos.

Por outro lado, a avaliação da qualidade do ar através de um modelo computacional, para a área potencialmente afetada pela liberação e padrão meteorológico observado, durante e após o acidente, tem um custo relativamente menor do que em relação as medidas diretas no campo. Isso permite dizer que a utilização de modelos numéricos para avaliar o impacto ambiental durante operação normal e durante acidentes em uma instalação nuclear esta sendo amplamente empregada atualmente.

A análise ambiental através de modelos, está sendo utilizada atualmente na elaboração dos Relatórios de Impacto Ambiental (RIMA) durante as fases preliminares à escolha de local e construção de grandes empreendimentos que apresentam elevado potencial de risco ao meio ambiente.

2.1. MODELOS UTILIZADOS PELOS ORGÃOS LICENCIADORES

Para providenciar a consistência com as normas regulatórias dos órgãos licenciadores e da legislação de meio ambiente, segere-se que os modelos numéricos sejam especificados e desenvolvidos para serem utilizados por outras instalações.

Na prática operacional, entretanto, a consistência física dos modelos desenvolvidos continuam tendo o difícil objetivo de integrar as diferentes características do termo-fonte, dos fenômenos meteorológicos, e de topografia, assim como, os diferentes padrões de alimentação e ocupação do solo pela população em torno de cada instalação.

Diante dessa realidade os órgãos licenciadores tem sugerido que modelos específicos para cada sítio sejam desenvolvidos levando em consideração os aspectos particulares da instalação, da topografia, da climatologia, e dos padrões de circulação local (Houghton, 1985).

2.1.1. MODELOS DE DISPERSÃO ATMOSFÉRICA UTILIZADOS PELA USNRC

Para fornecer a avaliação requerida por seus guias reguladores para a análise de acidentes (10 CFR Part 100.11) e liberação de efluentes radioativos durante operação normal (10 CFR Part 50.34a e 50.36a) por uma instalação nuclear, a *U.S. Nuclear Regulatory Commission* (USNRC) sugere uma série de modelos de dispersão atmosférica para serem utilizados na avaliação das consequências radiológicas e ambientais (USNRC, 1982a).

Para avaliar as consequências dos acidentes postulados, são utilizados os modelos de dispersão atmosférica do Regulatory Guide 1.145 (USNRC, 1982b). O objetivo da modelagem e avaliação contida neste guia é fornecer de maneira conservativa a análise da dispersão atmosférica, sendo que, a maioria dos modelos estão baseados no modelo de *puff* ou de pluma Gaussiana.

Os modelos podem ser avaliados para os limites da "área de exclusão" do

sítio e para os limites da "zona de baixa população" como definidos pelas diretrizes da USNRC (1982a), para todas as condições de dispersão atmosférica que são esperadas ocorrerem no sítio, durante a vida útil da instalação.

Para avaliar as consequências da liberação de efluentes radioativos na atmosfera durante operação normal, alguns modelos de dispersão atmosférica baseados nos padrões de climatologia da região são apresentados no Regulatory Guide 1.111 (USNRC, 1977).

De modo a atender os guias regulatórios da USNRC, os modelos de dispersão atmosférica para operação normal e condição de acidentes, devem fornecer uma avaliação realística sem possibilidade de sub-estimativa acentuada. Assim sendo, alguns mecanismos de remoção atmosférica, como deposição seca e úmida, e o decaimento radioativo também devem ser modelados ou estimados.

2.1.2. APLICABILIDADE DOS MODELOS EM SITUAÇÕES DE ACIDENTES

A *International Atomic Energy Agency* (IAEA) tem proposto que os modelos que estimam os processos de transporte e difusão atmosféricos sejam empregados basicamente em três atividades relacionadas aos procedimentos para a tomada de respostas de emergência para instalações nucleares (IAEA, 1987):

- (a) Planejamento das respostas básicas de emergência;
- (b) Cálculo da dispersão atmosférica e projeção das doses radiológicas em tempo real durante condição de acidente;
- (c) Análise pós-acidente.

Durante um acidente, em adição ao objetivo primário que é o de estimar as doses radiológicas recebidas pelo público, os modelos podem ser utilizados para:

- (d) Avaliar as consequências das taxas e mecanismos de liberação;

- (e) Providenciar uma checagem de consistência com as medidas de campo;
- (f) Auxiliar na interpolação e extrapolação das medidas de campo;
- (g) Fornecer dados atualizados de concentração ambiental para a avaliação das doses radiológicas no público.

2.2. CONCEITOS DE TRANSPORTE E TURBULÊNCIA ATMOSFÉRICA

A partir do instante em que o efluente radioativo é liberado na atmosfera, ele é transportado nas três dimensões espaciais por um campo de vento médio e pelos movimentos turbulentos da atmosfera. O campo de vento médio geralmente determina a direção de propagação e o tempo estimado que este material leva para atingir uma determinada localidade. A turbulência atmosférica é responsável pela mistura tanto na direção horizontal quanto vertical, e é o principal mecanismo responsável pela redução do nível de concentração ambiental nas regiões de interesse.

As definições de vento médio e turbulência dependem basicamente das escalas espacial e temporal consideradas, de modo que, é difícil determinar os fatores físicos que contribuem para cada um desses processos. Para a maioria dos estudos, entretanto, os fatores locais mais importantes, e que podem afetar o campo médio do vento e a dispersão de poluentes estão relacionados com:

- (a) a complexidade da topografia do terreno, como por exemplo, montanhas e vales, que podem influenciar na circulação local;
- (b) a estrutura térmica da atmosfera nas primeiras centenas de metros da superfície, pois a atmosfera é comumente estável durante a noite e pode se instabilizar durante o dia devido ao aquecimento da superfície;
- (c) a rugosidade da superfície (urbana ou rural), e cobertura vegetal;

Outros fatores que necessitam ser considerados, dependendo das circunstâncias da liberação, são:

- (d) os efeitos sobre o campo de vento provocados por edifícios próximos ao ponto de liberação que provocam um mecanismo turbulento adicional sobre o poluente antes do mesmo ser transportado;
- (e) efeitos de *plume rise* devido a quantidade de momento ou energia térmica inicial do material liberado;
- (f) decaimento radioativo dos radionuclídeos, e reações químicas;
- (g) deposição das partículas sobre a superfície.

2.3. NÍVEIS DE COMPLEXIDADE DOS MODELOS

Existem vários modelos para avaliar as consequências de uma liberação radioativa para a atmosfera. Os modelos mais simples são os que possuem solução do tipo Gaussiana, e que necessitam apenas das informações de velocidade e direção do vento no local da liberação, estabilidade atmosférica, e o mecanismo de liberação na atmosfera assumido (contínua ou instantânea). Para determinar o tipo de solução a ser utilizado, *puff* (liberação instantânea) ou pluma (liberação contínua), onde, ambas podem ocorrer ao nível da superfície ou através de chaminés, é necessário recorrer ao projeto do sistema de exaustão da instalação considerada.

Do outro lado do espectro de modelos disponíveis para se avaliar a dispersão atmosférica de radionuclídeos, destacam-se os modelos que simulam a evolução 3D das condições meteorológicas e do campo de concentração. Estes modelos podem incluir efeitos topográficos, e para serem inicializados necessitam de dados de vento e informações sobre a rugosidade do terreno e estrutura térmica da atmosfera.

Os modelos que avaliam a concentração e qualidade do ar podem ser classificados em basicamente duas classes:

(a) Modelos Lagrangeanos;

(b) Modelos de Transporte Gradiente.

2.3.1. MODELOS LAGRANGEANOS

Para compreender os princípios envolvidos nos modelos Lagrangeanos, considera-se um volume $V(t)$ fixo em um sistema de coordenadas (volume de controle) que se move com velocidade $\vec{v}(t)$. O balanço de massa sobre o volume de controle pode ser escrito como sendo dado por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(V(t)\bar{\chi}) + \int_{S(t)} \chi(\vec{u} - \vec{w}) \cdot d\vec{s} = Q \quad (2.1)$$

onde, $S(t)$ refere-se à superfície do volume $V(t)$. Na Eq.(2.1), \vec{u} é o vetor velocidade do vento transportando o poluente, \vec{w} é o vetor velocidade da superfície $S(t)$, e estas velocidades são relativas a um sistema de coordenadas fixo. A concentração média, $\bar{\chi}$, é definida pela integral de volume:

$$\bar{\chi}(t) = \frac{1}{V(t)} \int_{V(t)} \chi(\vec{r}, t) \cdot dv \quad (2.2)$$

e o termo fonte Q é definido pela integral de volume:

$$Q = \int_{V(t)} q(t) \cdot dv \quad (2.3)$$

onde, $q(t)$ refere-se ao termo fonte/sumidouro do poluente com concentração $\chi(\vec{r}, t)$. Uma das possíveis aproximações da modelagem Lagrangeana é assumir o volume $V(t)$ constante. Eliassen e Saltbones (1975) consideram o volume de controle como sendo uma caixa onde a base corresponde a área da grade em que ocorrem as emissões e a altura é representada pela altura da camada de inversão.

2.3.1.1. PUFF GAUSSIANO

Quando o modelo lagrangeano passa a ser utilizado de maneira discretizada é possível isolar duas partes relacionadas entre si, ou seja, transporte e difusão. A partir de então, a pluma é representada por diversos *puff* que deixam a fonte a cada intervalo de tempo Δt , e são difundidos e advectados para fora do local em que ocorre a liberação.

Assumindo-se que o processo turbulento é estacionário e homogêneo, pode-se afirmar então que a concentração $\chi(\vec{r}, t)$ depende apenas do deslocamento no tempo e no espaço, e não do instante de tempo ou do local em que a partícula foi introduzida no fluxo. Segundo Monin e Yaglow (1971) a concentração $\chi(\vec{r}, t)$ obedece uma distribuição normal multidimensional da forma:

$$\chi(\vec{x}-\vec{x}', t-t') = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} |\mathcal{P}|^{1/2}} \exp\left[-\xi^T \mathcal{P}^{-1} \xi / 2\right] \quad (2.4)$$

onde ξ^T é a transposta do vetor coluna que possui os elementos $\xi_i = x_i - x'_i - \langle x_i - x'_i \rangle$ para $i=1,2,3$. E \mathcal{P}^{-1} e $|\mathcal{P}|$ são respectivamente a inversa e o determinante da matriz \mathcal{P} cujos elementos são $P_{ij} = \langle \xi_i \xi_j \rangle$. Assumindo-se que, $P_{ij} = 0$ para $i \neq j$, e que $\tau = t-t'$, então a Eq.(2.4) pode ser escrita como:

$$\chi(\vec{x}-\vec{x}', \tau) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} (P_{11}(\tau)P_{22}(\tau)P_{33}(\tau))^{1/2}} \exp\left[-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{\xi_i^2}{P_{ii}(\tau)}\right] \quad (2.5)$$

onde os deslocamentos médios $\langle x_i - x'_i \rangle$ são devidos apenas a uma velocidade determinística, ou seja:

$$\langle x_i - x'_i \rangle = \int_{t'}^t \bar{u}_i(\vec{x}'', t'') \cdot dt'' \quad (2.6)$$

onde \vec{x}'' é a posição da partícula no instante t'' se a velocidade for \bar{u}_i .

A hipótese de que $\langle \xi_i \xi_j \rangle = 0$ quando $i \neq j$, pode ser justificada apenas através da correlação das medidas de difusão de diversas partículas em relação ao sistema de coordenadas fixo adotado. Os elementos da diagonal $P_{ii}(\tau)$ são comumente denotados por $\sigma_i^2(\tau)$, uma vez que, eles são as variâncias vertical e horizontal da distribuição Gaussiana.

Na existência de uma fonte pontual e instantânea, Q , em $t_0 = 0$, e que $\sigma_1^2(\tau) = \sigma_x^2(t)$, $\sigma_2^2(\tau) = \sigma_y^2(t)$, $\sigma_3^2(\tau) = \sigma_z^2(t)$, e que o *puff* liberado no ambiente é advectado por um campo de vento $\bar{u}_1 = U$ na direção x , então a Eq.(2.5) é reescrita como:

$$\chi(\vec{r}, t) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x(t) \sigma_y(t) \sigma_z(t)} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(x-x_0 - Ut)^2}{\sigma_x^2(t)} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_y^2(t)} + \frac{(z-z_0)^2}{\sigma_z^2(t)} \right] \right\} \quad (2.7)$$

onde, x_0 e y_0 são as coordenadas horizontais do centro do *puff* em um determinado instante, e z_0 é a altura efetiva da chaminé. Os coeficientes de difusão $\sigma_x(t)$, $\sigma_y(t)$ e $\sigma_z(t)$ são os parâmetros críticos deste modelo, sendo que, diversos esquemas para estimar os coeficientes de difusão são encontrados na literatura (Dickerson, 198-).

Os *puffs* são normalmente transportados utilizando o campo do vento estimado a partir das observações em torno das áreas circunvizinhas ao ponto de liberação. Basicamente estas medidas são a combinação do vento próximo a superfície e de um ou mais perfis verticais da velocidade e direção do vento.

Se o perfil vertical do vento não estiver disponível, ele pode ser estimado a partir de uma lei de potência, ou através, de um perfil vertical logarítmico combinado com uma estimativa da velocidade e direção do vento no topo da camada de mistura atmosférica.

2.3.1.2. PLUMA GAUSSIANA

Diversos modelos, com diferentes denominações, tem sido propostos na literatura (Houghton (1985) e IAEA (1987)) baseados na formulação da pluma Gaussiana

apresentada a seguir:

$$\chi(x,y,z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \exp\left\{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right\} \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad (2.8)$$

onde, a concentração, χ ($\text{Ci}\cdot\text{m}^{-3}$), é função da intensidade de uma fonte pontual e contínua, Q ($\text{Ci}\cdot\text{s}^{-1}$); do desvio padrão horizontal da distribuição da concentração, σ_y (m); do desvio padrão vertical da distribuição da concentração, σ_z (m); da velocidade do vento, u ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$); da altura efetiva da pluma, H (m), com $H = h + \Delta h$ onde h (m) é a altura da chaminé e Δh (m) é o *plume rise*; da altura em relação ao solo, z (m); e da distância perpendicular a direção do vento, y (m).

A Eq.(2.8) satisfaz os princípios de continuidade de massa, contudo, ela se torna de difícil aplicação em situações que existem outras fontes ou sumidouros ao longo da trajetória da pluma. As diferenças entre os diversos modelos que se utilizam da Eq.(2.8) são geralmente devidos a utilização de métodos diferenciados para especificar os parâmetros de entrada.

A Figura 2.1 apresenta a esquematização de uma pluma liberada de maneira contínua por uma chaminé com altura h , e altura efetiva de liberação H , assumindo-se que a concentração obedece uma distribuição Gaussiana na direção preferencial do vento segundo a Eq.(2.8).

O mecanismo de dispersão atmosférica descrito pelo modelo Gaussiano pode ser separado em uma componente lateral (termos em y) e em uma componente vertical (termos em z). Observações experimentais tem mostrado que a componente horizontal é melhor representada por uma distribuição do tipo Gaussiana do que a componente vertical, e que a distribuição lateral tende a manter esta configuração para distâncias da ordem de algumas centenas de quilômetros (Houghton, 1985).

Considera-se também, que a difusão está limitada na direção vertical apenas pela superfície. Geralmente, entretanto, uma camada de inversão térmica ocorre nas primeiras centenas de metros acima da superfície, e que atua como uma segunda

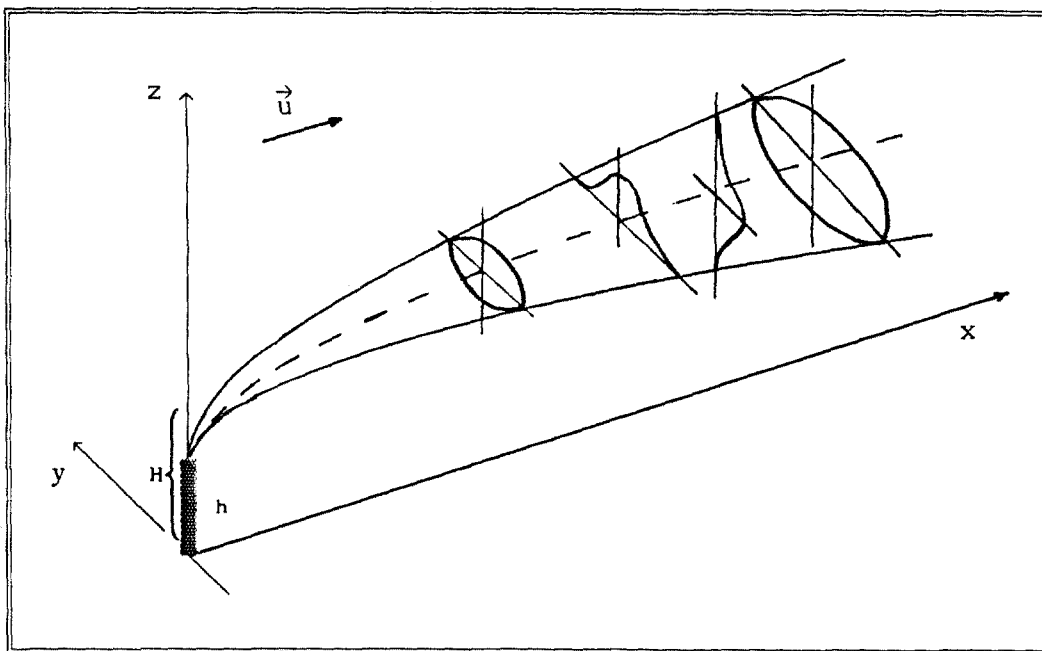


FIGURA 2.1. Distribuição espacial da concentração devido a uma fonte pontual e contínua com altura efetiva H e velocidade do vento u , de acordo com a formulação do modelo de pluma Gaussiana (Seinfeld, 1975).

barreira contra o mecanismo turbulento vertical. De modo que, a distribuição vertical da concentração tenderá a se uniformizar na direção predominante do vento para distâncias de algumas centenas de metros do ponto de liberação por causa das restrições de difusão vertical provocadas pela superfície e pela altura da camada de inversão térmica.

A hipótese de homogeneização no perfil vertical de concentração em toda a profundidade da camada a medida que a pluma (ou *puff*), são advectados, em relação ao ponto de liberação, será adotado no modelo de duas camadas que é apresentado no Capítulo 3.

Quando a base da inversão é imposta na altura $z=L$, e considerando-se que a altura de liberação efetiva é menor do que a altura da base de inversão ($H < L$), a distribuição da concentração ao longo do eixo central da pluma ($y=0$) será dada pela seguinte relação (Seinfeld, 1975):

$$\chi(x, 0, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(z-H)^2}{\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(z+H)^2}{\sigma_z^2}\right] + \right.$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(z-H-2nL)^2}{\sigma_z^2} \right) + \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(z+H-2nL)^2}{\sigma_z^2} \right) + \right. \\ \left. \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(z-H+2nL)^2}{\sigma_z^2} \right) + \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(z+H+2nL)^2}{\sigma_z^2} \right) \right\} \quad (2.9)$$

Na utilização da Eq.(2.9), geralmente são necessários apenas quatro termos para aproximar a somatória. Os perfis verticais de concentração devido a uma fonte pontual e contínua abaixo da camada de inversão são apresentados na Figura 2.2. Seinfeld (1975) assume que existe uma distribuição uniforme na vertical após o intervalo de tempo que a pluma desloca-se da distância $2x_L$, onde $x_L = 0.47(L-H)$ é uma relação empírica proposta por Turner (1969).

Para finalidades operacionais, a *Environmental Protection Agency* (EPA) sugere a utilização do modelo Gaussiano sobre os modelos derivados da Teoria-K, por causa de sua simplicidade para elaboração do algoritmo computacional, pequeno número de variáveis para inicialização do modelo, e imediata obtenção de resultados. E devido a sua forma exponencial, a Eq.(2.8) é facilmente integrada ou diferenciada para estimar-se, os valores integrados, ou os pontos de máxima concentração.

Entretanto, o modelo Gaussiano é limitado na sua capacidade de avaliar o mecanismo de dispersão atmosférica sobre topografia complexa, ou para padrões de circulação local com condições meteorológicas complexas como, por exemplo, cisalhamento vertical do vento, ou em regiões costeiras onde o mecanismo de circulação da brisa marítima exerce uma forte influência sobre as condições de transporte e turbulência local.

Estudos recentes tem avaliado as incertezas associadas com as estimativas obtidas com o modelo Gaussiano. Miller *et al.* (1981) mostra que o modelo Gaussiano superestima as concentrações de um fator dois para valores horários em instalações que dispõem de grande número de equipamentos micrometeorológicos instalados, ou para valores médios de concentração integrados dentro de um raio de 10 Km da fonte.

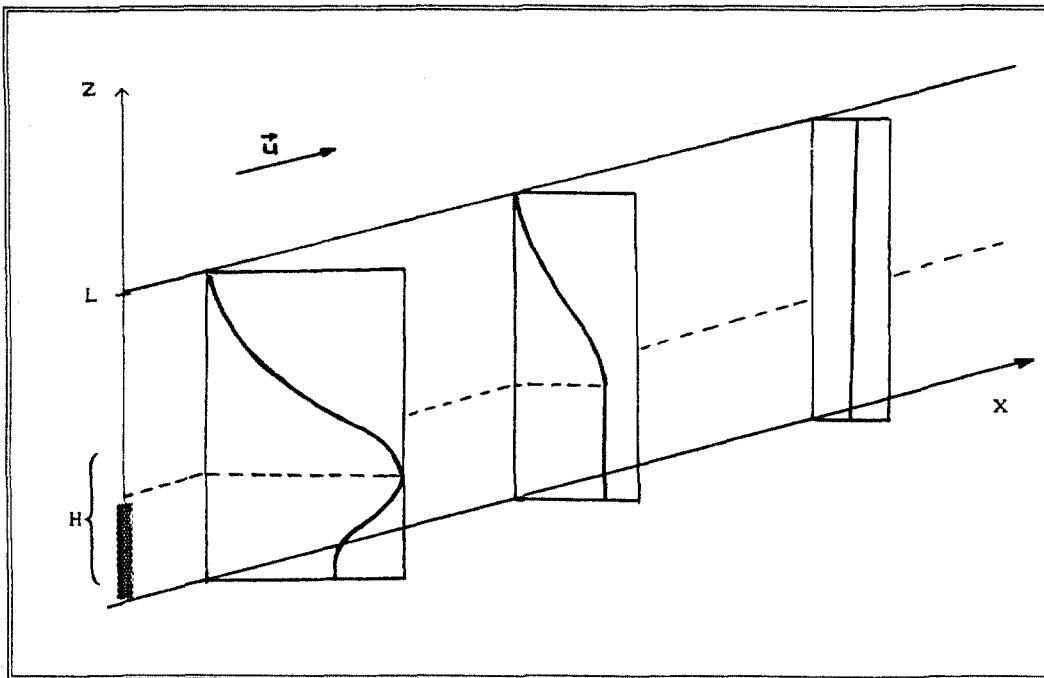


FIGURA 2.2. Distribuição espacial da concentração devido a uma fonte pontual e contínua com altura efetiva H e velocidade do vento u , sujeita a presença de uma camada de inversão térmica acima do ponto de liberação, de acordo com a formulação do modelo de pluma Gaussiana com múltiplas reflexões (Seinfeld, 1975).

Para regiões que apresentam condições meteorológicas predominantemente estáveis e terreno plano e uniforme, obtém-se para valores horários concentrações com uma ordem de magnitude superior. Para topografia ou meteorologia complexa, os cálculos do modelo podem diferir das observações em duas ou mais ordens de grandeza.

Conhecidas as limitações, o modelo Gaussiano pode ser utilizado como uma boa ferramenta para fornecer periodicamente o cálculo de doses para distâncias compreendidas entre 5 a 10 Km do ponto de liberação, dependendo da complexidade da topografia local e condições meteorológicas predominantes no instante da liberação de rotina ou liberação acidental.

2.3.2. MODELOS DE TRANSPORTE GRADIENTE

Nos Estados Unidos, a *U.S. Nuclear Regulatory Commission (USNRC)* recomenda a utilização de modelos de transporte gradiente como uma alternativa aos modelos de pluma Gaussiana. A *Environmental Protection Agency (EPA)* tem desenvolvido modelos de transporte gradiente somente para aplicação em instalações onde os mecanismos de reação química são considerados importantes.

No modelo de transporte gradiente assume-se que o transporte turbulento é proporcional ao gradiente da concentração média:

$$-\overline{w'\chi'} = K_z \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z} \quad (2.10)$$

onde $\bar{\chi}$ é a concentração média e $\overline{w'\chi'}$ é o fluxo turbulento vertical da concentração.

O modelo de transporte gradiente na sua forma geral pode ser escrito como:

$$\frac{\partial \bar{\chi}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial y} + w \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z} \right) + S \quad (2.11)$$

onde S representa as fontes ou sumidouros de material.

A Eq.(2.11) não pode ser resolvida analiticamente na sua forma geral, entretanto, algumas soluções são possíveis assumindo-se algumas simplificações. Na literatura encontram-se trabalhos que tem utilizado a equação tridimensional, não dependente do tempo, na forma:

$$u \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z} \right) \quad (2.12)$$

Assumindo-se que u , K_y , e K_z são constantes, obtém-se uma distribuição do tipo Gaussiana como resultado. Pasquil (1962) apresenta uma solução analítica para o caso de uma fonte Q_1 do tipo linha, onde é assumido que:

$$u = u_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^m$$

$$K_z = K_{z1} \left(\frac{z}{z_1} \right)^n \quad (2.13)$$

$$K_y = 0$$

e portanto, a solução pode ser dada por:

$$\chi(x,z) = \frac{Q_1 z_1^m r}{2u_1 \Gamma(s)} \cdot \left[\frac{u_1 z_1^{n-m}}{r^2 K_{z_1} x} \right]^s \cdot \exp \left[- \frac{u_1 z_1^{n-m} z^r}{r^2 K_{z_1} x} \right] \quad (2.14)$$

onde o parâmetro $r = m-n+2$, o parâmetro $s = (m+1)/r$, e Γ é a função gama.

Se z_1 é menor do que 10 m, é suficiente assumir que $K_{z_1} = k \cdot u_* \cdot z_1$, onde k é a constante de Von Karman com valores entre 0,35-0,40, u_* é a velocidade de atrito, que pode ser determinada utilizando-se a velocidade do vento observada na altura z_1 próxima a superfície, e o valor de rugosidade do terreno, z_0 , segundo a relação $u_* = k \cdot u / \ln(z/z_0)$.

Em latitudes médias a difusão horizontal pode ser aproximada por uma constante K_y . A difusão vertical é estimada pelas expressões desenvolvidas a partir da teoria de similaridade para a camada limite planetária (CLP) como, por exemplo, a equação utilizada por Shir (1973) e que é dada por:

$$K_z = 0,4u_* z \cdot \exp \left(- \frac{4fz}{u_*} \right) \quad (2.15)$$

onde f é o parâmetro de Coriolis.

Baseado na teoria estatística de Taylor, Smith (1972) propõe uma relação para K_z dada por:

$$K_z = 0,15\sigma_w \lambda \quad (2.16)$$

onde σ_w é o desvio-padrão da flutuação da velocidade vertical turbulenta, e λ é o comprimento de onda do pico de energia do espectro de σ_w . Considerando-se que, $\sigma_w = 1,3u_*$ e $\lambda = 2z$ na camada limite superficial (CLS), a Eq.(2.16) reduz-se a relação $K_z = ku_* z$ nos primeiros 10 m acima da superfície.

Para alturas intermediárias dentro da CLP diurna, a escala convectiva é considerada válida, e K_z é dado por:

$$K_z = 0,1w_*z_1 \quad (2.17)$$

onde, z_1 é a altura da CLP, $w_* = u_*(-z_1/L)^{1/3}$ é a escala de velocidade convectiva e L é o comprimento de Monin-Obukhov. A partir da segunda metade da CLP diurna, o valor de K_z decresce vagarosamente com a altura, aproximando-se de zero se houver a presença de intensa inversão térmica em z_1 .

Em todas as aplicações de modelo de transporte gradiente a escala de comprimento da pluma difundindo-se deve ser maior que a escala de comprimento característico da turbulência. O coeficiente de difusividade turbulenta, K_z , contém implicitamente os efeitos de todas as dimensões dos pequenos vórtices. Os turbilhões maiores do que a pluma que está se difundindo podem causar fluxos contragradiente, em violação a Eq.(2.10).

Portanto, este modelo não deve ser utilizado para modelar a pluma dentro de um raio de aproximadamente 1 Km, em se tratando de uma chaminé elevada, uma vez que, nesta região a pluma terá dimensões menores que o turbilhão mais energético. Contudo o modelo pode ser utilizado para modelar plumas de fontes-linha ao nível do solo, ou plumas de fontes-área. Uma relação ilustrativa entre as dimensões espaciais de uma pluma e a dimensão dos turbilhões é apresentado na Figura 2.3.

Uma deficiência da teoria do modelo de transporte gradiente é observada quando considera-se o caso de difusão de uma fonte pontual em um ambiente uniforme (u e $K_{x,y,z}$ são constantes). O modelo Gaussiano e observações mostram que $\sigma_y \propto x$, enquanto que, o modelo de transporte gradiente sugere que $\sigma_y \propto x^{-1/2}$, ou seja, a pluma apresenta uma taxa de crescimento superior ao modelo Gaussiano, pois enquanto a pluma está sendo advectada, ela estará continuamente incorporando turbilhões difusivos cada vez maiores.

Para contornar este problema, uma das principais vantagens dos modelos de

transporte gradiente, em relação as duas classes de modelos lagrangeanos descritas anteriormente, é que as variações do campo de velocidade vertical e as direções do campo de vento horizontal, assim como, a estrutura vertical da temperatura e a evolução temporal da altura da camada de inversão podem ser diretamente parametrizadas e incluídas no modelo.

Adicionalmente, se forem incluídos detalhes da topografia no modelo, o acoplamento entre o campo de vento, a estrutura térmica da atmosfera e a superfície é melhor representado, de modo que, os modelos de transporte gradiente 3-D podem ser considerados de maior exatidão do que os demais modelos do ponto de vista da confiança dos resultados.

Para instalações nucleares localizadas em áreas relativamente complexas, do ponto de vista de topografia e de circulação local, os benefícios proporcionados por um modelo de transporte gradiente tridimensional para análise das concentrações ambientais em tempo real podem ser muito mais significativos do que os custos associados com a implantação de sofisticadas técnicas e procedimentos operacionais de campo para estimar-se as concentrações no meio ambiente local, em decorrência de liberações rotineiras ou acidentais na instalação considerada.

2.4. SUMÁRIO A RESPEITO DAS TÉCNICAS APRESENTADAS

Da revisão das técnicas de transporte advectivo e turbulento, assim como, da legislação existente sobre o assunto, pode-se concluir que:

- (a) Todas as técnicas utilizadas para avaliar o impacto no meio ambiente devido a liberação de efluentes radioativos na atmosfera apresentam um certo grau de simplificação dos processos físicos de transporte atmosférico turbulento ou advectivo;
- (b) Todos os modelos dependem fundamentalmente de suas capacidades para se estimar as intensidades do campo de vento médio e turbulência na CLP, e sua aplicabilidade em interagir com topografia complexa ou não;

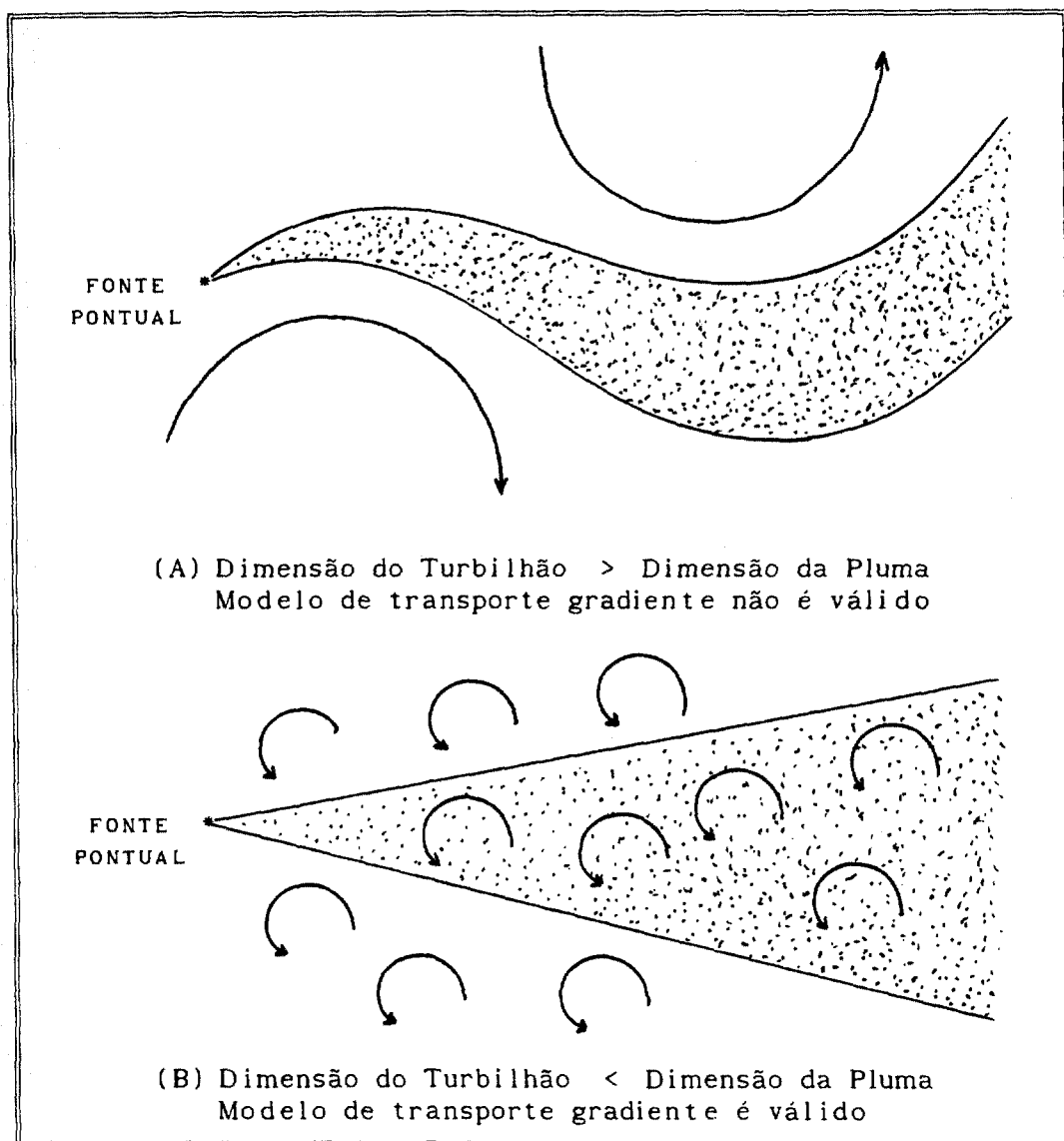


FIGURA 2.3. Ilustração da validade do modelo de transporte gradiente considerando-se as dimensões dos turbilhões em relação as dimensões de uma pluma devido a liberação contínua (Houghton, 1985).

- (c) O custo computacional associado a inclusão de cada processo físico, na tentativa de melhorar o acerto da previsão da dispersão de poluentes, aumenta consideravelmente a ponto de inviabilizar sua utilização na rotina operacional.

Com base nos argumentos acima relacionados, optou-se em aplicar o modelo de duas camadas para simular a evolução temporal e espacial da CLP, e utilizá-lo para investigar a dispersão de um poluente cujas características fossem similares às esperadas no caso de uma liberação atmosférica de radionuclídeos por uma instalação nuclear.

A primeira hipótese básica assumida é que se o modelo de duas camadas é capaz de simular as características da mistura turbulenta em condições convectivas e estáveis, então, o modelo também será capaz de simular o comportamento médio da concentração de radionuclídeos em caso de liberação de rotina ou de acidentes.

A segunda hipótese da construção deste modelo é a de que a turbulência é forte o suficiente, de modo que, em qualquer hora do dia existe uma camada de mistura (CM). Esta hipótese é válida para a CLP convectiva, e só pode ser aplicada durante condições estáveis com vento forte.

Deve ser ressaltado que o modelo de camada de mistura também tem sido utilizado para investigar a formação dos jatos noturnos de baixos níveis (Thorpe e Guymer (1977) e Zeman (1979)).

A performance deste modelo de duas camadas será verificada através do conjunto de dados de CLP observados durante os experimentos meteorológicos realizados no Centro Experimental Aramar (CEA), Iperó (SP).

Cabe ainda lembrar, que o desenvolvimento deste modelo e sua aplicação a uma região em particular, no caso a área circunvizinha ao CEA com suas futuras instalações nucleares de pesquisa, vem de encontro as recomendações normativas dos órgãos licenciadores nacionais e internacionais como mencionado anteriormente.

3. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA DO MODELO PROPOSTO

Como apresentado preliminarmente no Capítulo 2, os modelos para avaliação da qualidade do ar são formulados através da utilização de uma equação que estima a concentração dos poluentes baseada no princípio da conservação de massa. Desse modo, a equação pode ser resolvida para determinadas condições meteorológicas e de superfície, para diferentes taxas de emissão de poluentes, diferentes mecanismos de transporte advectivo e turbulento, e diversos processos de remoção e de transformação físico-química.

Tendo em vista a escassez de informações a respeito da evolução espacial e temporal da estrutura vertical da atmosfera abaixo da camada de inversão térmica e a impossibilidade de se obter estas informações dentro da rotina operacional, os modelos numéricos simplificam a equação prognóstica da concentração de poluentes considerando a atmosfera abaixo da base da inversão como sendo formada por uma única camada vertical quando calculado o transporte horizontal e possíveis mecanismos de remoção atmosféricos.

Para avaliar a evolução temporal e espacial da concentração de radionuclídeos na região circunvizinha ao Centro Experimental Aramar (CEA) será utilizado um modelo de camada limite planetária (CLP). Neste modelo, o comportamento da parte inferior da atmosfera será representado através do comportamento da camada de mistura.

Em condições convectivas a CLP pode ser dividida em três sub-camadas principais: Camada Limite Superficial (CLS), Camada de Mistura (CM) e Camada de Transição (CT) conforme ilustrado na Figura 3.1.

A espessura da CLS raramente excede algumas dezenas de metros e devido ao seu contato direto com a superfície ajusta-se rapidamente às suas características. A CM representa a maior parte da extensão vertical da CLP, com espessura atingindo até 2000 m em condições convectivas intensas, sendo que, esta camada caracteriza-se pela ausência de gradientes verticais. A CT representa apenas uma pequena parte da

extensão vertical da CLP, e os intensos gradientes verticais são o resultado da interação entre os processos turbulentos da CLP e a atmosfera livre. Além disso, os fluxos turbulentos na CLS são constantes com a altura, e na CM eles variam linearmente com a altura.

Dado que a CM representa a maior parte da CLP, no modelo a altura da CLP é representada pela extensão vertical da própria CM, assim como, os parâmetros dinâmicos e termodinâmicos médios são considerados constantes na vertical.

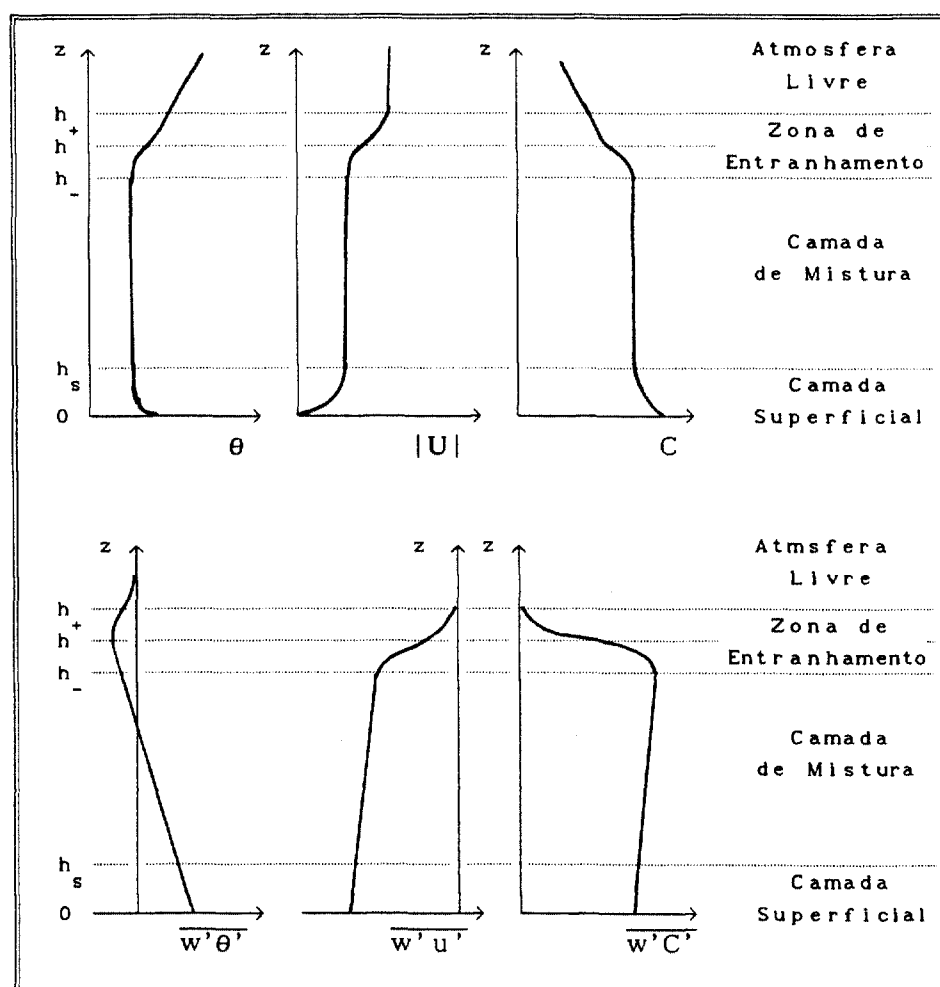


FIGURA 3.1. Representação esquemática da Camada Limite Planetária (CLP) e as três sub-camadas principais (CLS, CM e CT), com as respectivas parametrizações verticais dos perfis de temperatura potencial, velocidade, concentração, e dos fluxos turbulentos verticais de calor, momentum, e concentração, dentro da camada limite planetária e atmosfera livre durante o período diurno (Driedonks e Tennekes, 1984).

Apesar da simplicidade, o modelo de CM tem sido utilizado em diversos trabalhos em meteorologia, onde se destacam Lilly (1968), Tennekes (1973), e Mahrt e Lenschow (1976). Um modelo de CM foi utilizado por Oliveira (1985) para avaliar as

concentrações de CO devido às emissões dos automóveis na cidade de São Paulo durante condições convectivas diurnas.

A hipótese de mistura durante o período convectivo diurno não apresenta grandes discordâncias com as observações (Driedonks e Tennekes, 1984), entretanto, a hipótese de mistura no período estável noturno representa um alto grau de idealização. No modelo a CLP noturna é mantida pela turbulência de origem mecânica, contudo, quando a inversão térmica é particularmente intensa a turbulência mecânica pode ser totalmente eliminada. Além disso, somente durante condições ligeiramente estáveis a hipótese de CM estável pode ser assumida.

Thorpe e Gaymer (1977), Smeda (1979) e Zeman (1979) utilizaram versões similares do modelo de CM para simular a CLP em condições estáveis. O modelo de CM proposto será aplicado para simular a CLP em torno da região circunvizinha ao CEA, Iperó (SP), para condições convectivas e ligeiramente estáveis.

A estrutura vertical do modelo durante condições convectivas é apresentada na Figura 3.2. A estrutura vertical do modelo durante condições estáveis é apresentada na Figura 3.3. No período estável a CLP é representada através de uma CM muito mais rasa do que no período convectivo e que desenvolve-se contra a CM residual.

As equações que descrevem a evolução temporal e espacial das variáveis dinâmicas e termodinâmicas da CLP são obtidas a partir da integração das equações médias de momento e conservação de calor sobre toda a altura da CM, com posterior aplicação da regra de Leibnitz para resolver a integral da derivada. As equações resultantes são:

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} + u_m \frac{\partial u_m}{\partial x} + v_m \frac{\partial u_m}{\partial y} = -f \cdot \Delta v + \frac{\Delta u}{h} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{u_*^2}{h} \cdot \cos \alpha + DHU \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial v_m}{\partial t} + u_m \frac{\partial v_m}{\partial x} + v_m \frac{\partial v_m}{\partial y} = f \cdot \Delta u + \frac{\Delta v}{h} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{u_*^2}{h} \cdot \sin \alpha + DHV \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_m \frac{\partial \theta}{\partial x} + v_m \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{h} - \frac{(\overline{w'\theta'})_h}{h} - R_{rad} + DH\theta \quad (3.3)$$

onde:

$$\Delta u = u_g - u_m \quad (3.4a)$$

$$\Delta v = v_g - v_m \quad (3.4b)$$

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{v_m}{u_m} \right) \quad (3.4c)$$

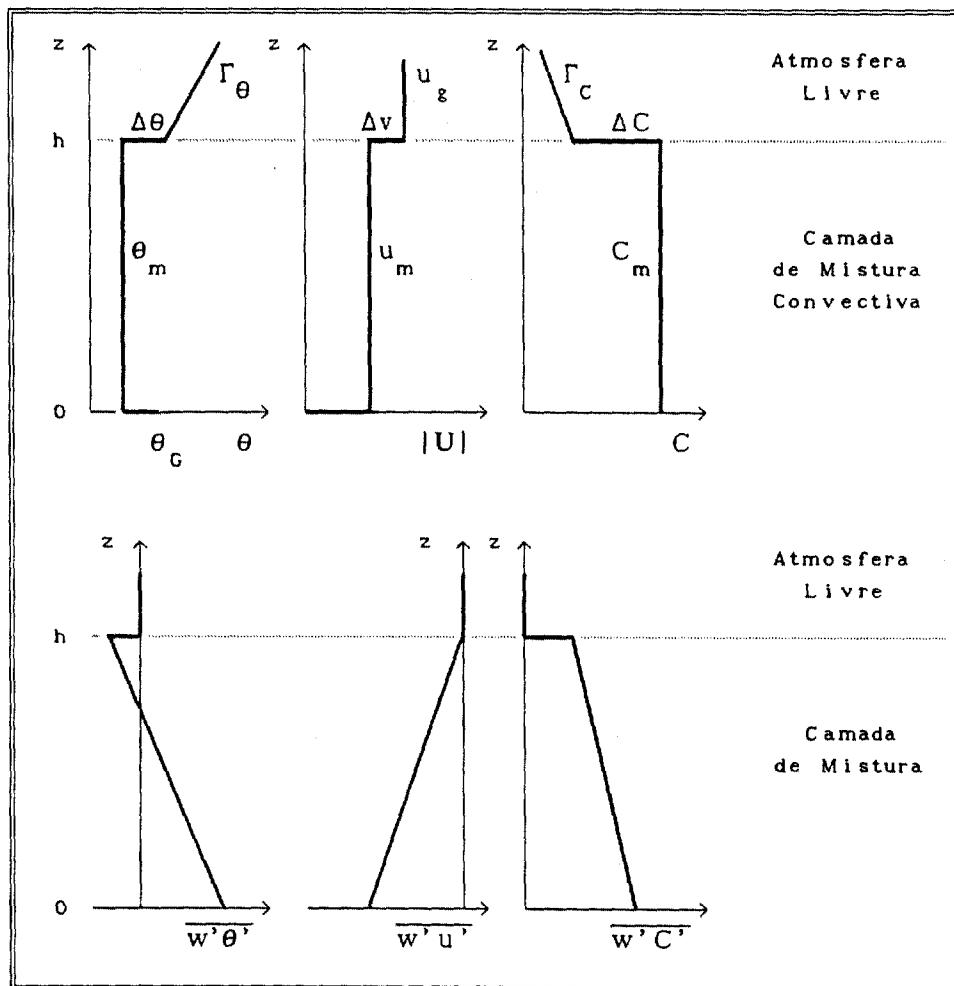


FIGURA 3.2. Representação esquemática da Camada Limite Planetária (CLP) com salto de ordem zero apresentando as respectivas parametrizações verticais dos perfis de temperatura potencial, velocidade, concentração, fluxo turbulento de calor, fluxo turbulento de momento, e fluxo turbulento de concentração no interior da CM e da atmosfera livre durante condições convectivas.

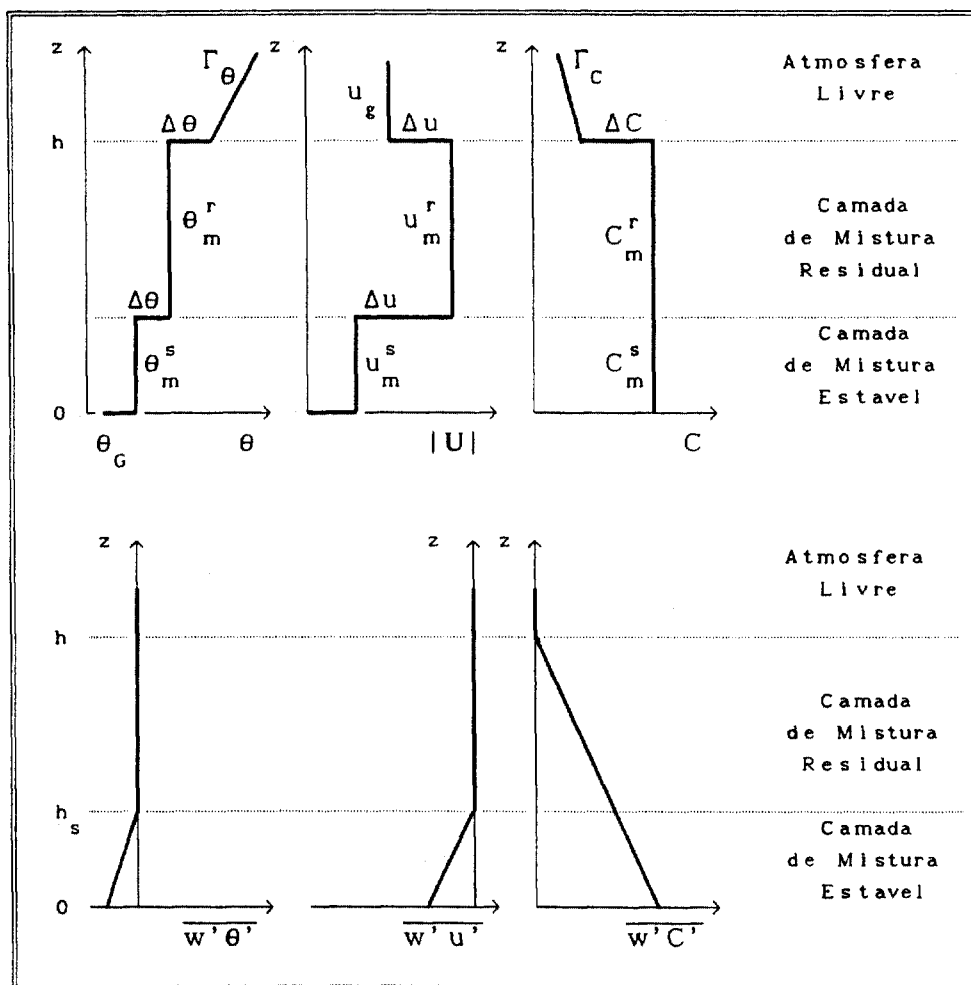


FIGURA 3.3. Representação esquemática da Camada Limite Planetária (CLP) com salto de ordem zero apresentando as respectivas parametrizações verticais dos perfis de temperatura potencial, velocidade, concentração, fluxo turbulento de calor, fluxo turbulento de momento, e fluxo turbulento de concentração no interior da CM e da atmosfera livre durante condições estáveis.

e u_m e v_m são respectivamente as componentes zonal e meridional do vento médio da CM; u_g e v_g são respectivamente as componentes zonal e meridional do vento geostrófico na interface da CM com a atmosfera livre; θ_m é a temperatura potencial média da CM; f é o parâmetro de Coriolis; e h é a altura da CM. A tensão de Reynolds (*stress* de superfície) é representada pelo vetor $\vec{\tau} = \rho_0 (u_*^2 \cos \alpha, u_*^2 \sin \alpha)$; α é o ângulo entre $\vec{\tau}$ com o eixo zonal x ; ρ_0 é a densidade do ar; u_* é a velocidade de atrito; $(\overline{w'\theta'})_0$ é o fluxo turbulento de calor na superfície; $(\overline{w'\theta'})_h$ é o fluxo turbulento de calor no topo da CM; e R_{rad} é o termo de resfriamento radiativo devido ao fluxo radiativo de onda-longa entre o topo da CM e a superfície.

Os valores das variáveis dinâmicas e termodinâmicas dentro da CLP são expressas da seguinte forma:

$$u_m(x,y,t) = \frac{1}{h} \int_{z_s}^h u(x,y,z,t).dz \quad (3.5a)$$

$$v_m(x,y,t) = \frac{1}{h} \int_{z_s}^h v(x,y,z,t).dz \quad (3.5b)$$

$$\theta_m(x,y,t) = \frac{1}{h} \int_{z_s}^h \theta(x,y,z,t).dz \quad (3.5c)$$

$$DHU = - \frac{1}{h} \int_{z_s}^h \left[\frac{\partial(\overline{u'u'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v'u'})}{\partial y} \right].dz \quad (3.6a)$$

$$DHV = - \frac{1}{h} \int_{z_s}^h \left[\frac{\partial(\overline{u'v'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v'v'})}{\partial y} \right].dz \quad (3.6b)$$

$$DH\theta = - \frac{1}{h} \int_{z_s}^h \left[\frac{\partial(\overline{u'\theta'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v'\theta'})}{\partial y} \right].dz \quad (3.6c)$$

Utilizando-se a Teoria K (Sutton, 1953), os termos de difusão turbulenta horizontal da componente zonal e meridional do vento, DHU e DHV, e da temperatura potencial, DH θ , podem ser expressos como sendo:

$$DHU = K_h \cdot \left[\frac{\partial^2 u_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_m}{\partial y^2} \right] \quad (3.7a)$$

$$DHV = K_h \cdot \left[\frac{\partial^2 v_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_m}{\partial y^2} \right] \quad (3.7b)$$

$$DH\theta = K_h \cdot \left[\frac{\partial^2 \theta_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_m}{\partial y^2} \right] \quad (3.7c)$$

O coeficiente de difusão turbulenta horizontal, K_h , é considerado constan-

te no interior da CM, e igual a uma potência do tipo $10^2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. O valor do coeficiente K_h foi estimado usando-se como referência o tempo de decaimento exponencial de uma onda, $t_e = (K_h \cdot (2\pi/L)^2)^{-1}$, cujo comprimento de onda, $L = 2 \cdot \Delta x$ (Δx é o espaçamento da grade utilizada), é representativo da escala horizontal das perturbações introduzidas através das condições de contorno inferiores do modelo numérico.

Para valores de K_h da ordem de $100 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, o tempo de decaimento é da ordem de 4 minutos para turbilhões horizontais com escala de 1000 m ($\Delta x = 500$ m), enquanto que, para turbilhões horizontais com escala de 50 Km ($\Delta x = 25$ Km) o tempo de decaimento é da ordem de 176 horas.

Similarmente, uma equação para prognosticar a variação temporal da concentração média na CM, C_m , será dada por:

$$\frac{\partial C_m}{\partial t} + u_m \cdot \frac{\partial C_m}{\partial x} + v_m \cdot \frac{\partial C_m}{\partial x} = \frac{(\overline{w'C'})_0}{h} - \frac{(\overline{w'C'})_h}{h} + \text{DHC} + \int_0^h \frac{S}{h} \cdot dz \quad (3.8)$$

onde:

$$C_m(x,y,t) = \frac{1}{h} \int_{z_s}^h C(x,y,z,t) \cdot dz \quad (3.9)$$

$$\text{DHC} = K_h \cdot \left[\frac{\partial^2 C_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_m}{\partial y^2} \right] \quad (3.10)$$

e $(\overline{w'C'})_0$ e $(\overline{w'C'})_h$ são respectivamente os fluxos turbulentos de concentração na superfície e no topo da CM; DHC é o termo de difusão turbulenta horizontal da concentração, e S é o termo fonte de radionuclídeos liberados na atmosfera que irá se misturar em toda a extensão da CLP. O fluxo turbulento de concentração na superfície, $(\overline{w'C'})_0$, irá depender do tipo de fonte que foi assumida para a instalação considerada.

No caso instável todos os termos que aparecem nas equações que descrevem a

evolução temporal da CM são considerados, exceto o termo de resfriamento radiativo de onda-longa, R_{rad} , que pode chegar a ser 10 vezes inferior ao aquecimento da camada em decorrência do fluxo turbulento de calor na superfície no período diurno.

Para completar o conjunto das equações que descrevem a evolução espacial e temporal da CLP e seus respectivos parâmetros, representados através das Eq.(3.1) a (3.3) e Eq.(3.8), também é necessário que os parâmetros da atmosfera livre na interface com o topo da CLP, assim como, os parâmetros na interface entre a superfície e a CM sejam discretizados.

Entre a superfície e a CM é necessário estimar as componentes da tensão de Reynolds, $\vec{\tau}$; a temperatura potencial da superfície, θ_g ; o fluxo turbulento de calor $(\overline{w'\theta'})_0$; e o fluxo turbulento de concentração, $(\overline{w'C'})_0$.

Segundo Driedonks (1982) o fluxo vertical $(\overline{w'\phi'})_h$ de qualquer variável ϕ , pode ser obtido a partir da integração da equação de conservação da quantidade ϕ , na vertical, entre os níveis $z-\delta$ e $z+\delta$, onde δ representa uma distância muito pequena. Aplicando a regra de Leibniz para integrais e tomando-se o limite para $\delta \rightarrow 0$, considerando que $(\Delta\phi/\Gamma_\phi \delta) \gg 1$ neste limite, então:

$$(\overline{w'\phi'})_h = -\Delta\phi \cdot \left(\frac{dh}{dt} - w(h) \right) \quad (3.11)$$

onde $\Delta\phi = \phi_{AL} - \phi_m$, o sub-índice (AL) corresponde ao valor da variável ϕ na interface entre a CM e a atmosfera livre, dh/dt é a taxa de variação temporal da altura da CLP, e $w(h)$ é a velocidade vertical de subsidência na altura h .

A variável ϕ pode ser utilizada tanto para representar a temperatura potencial, θ , quanto a concentração, C . Os valores $\Delta\theta$ e ΔC são as diferenças entre os respectivos parâmetros na interface entre a atmosfera livre e a CM.

Considerando-se que o domínio de aplicação do modelo deve abranger áreas de no máximo 100 Km x 100 Km, supõem-se que a atmosfera livre está em equilíbrio geostrófico com o gradiente de pressão do sistema sinótico de grande escala, e que

ela pode ser considerada homogênea, ou seja, as componentes u_g e v_g serão função apenas da evolução temporal do sistema de grande escala sobre a região. Este equilíbrio poderá ser considerado durante a passagem de sistemas frontais sobre a região.

Do ponto de vista termodinâmico, a atmosfera livre, no domínio do modelo, também é considerada horizontalmente homogênea, e portanto não deve-se esperar gradientes horizontais de temperatura intensos ($\nabla_H \theta_{AL} \approx 0$). Desta forma, a variação temporal da temperatura potencial da atmosfera livre, e portanto da interface com a CM, estará condicionada apenas ao crescimento da CLP ou à subsidência vertical de escala sinótica.

A subsidência induzida pelas correntes descendentes das nuvens é um fator que inibe o crescimento da CLP durante o período da tarde (Oliveira, 1985), no entanto, este efeito não será considerado neste trabalho.

A concentração na atmosfera livre em circunstâncias normais também apresenta padrões horizontalmente homogêneos ($\nabla_H C_{AL} \approx 0$), uma vez que, deve-se esperar apenas a existência de valores de concentração de fundo (*background*) e gradientes verticais de concentração muito pequenos ($\partial C / \partial z \approx 0$).

Assim sendo, as componentes zonal e meridional do vento geostrófico na interface, u_g e v_g , a temperatura potencial da atmosfera livre na interface, θ_{AL} , e a concentração de fundo da atmosfera livre na interface, C_{AL} , podem ser estimadas pelas relações apresentadas a seguir:

$$u_g = f(t) \quad (3.12)$$

$$v_g = f(t) \quad (3.13)$$

$$\left. \frac{\partial \theta_{AL}}{\partial t} \right|_{z=h} = \Gamma_{\theta} \cdot \left(\frac{dh}{dt} - w(h) \right) \quad (3.14)$$

$$\left. \frac{\partial C}{\partial t} \right|_{z=h} = \Gamma_c \cdot \left(\frac{dh}{dt} - w(h) \right) \quad (3.15)$$

3.1. EQUAÇÃO PROGNÓSTICA PARA A ALTURA DA CAMADA DE MISTURA

Para o fechamento do sistema formado pelas Eq.(3.1) a (3.3) e Eq.(3.8), e Eq.(3.12) a (3.15) é necessário a determinação da altura da CLP, que neste caso, é representada pela própria altura da CM.

A evolução temporal e espacial da altura da CM é obtida através da integração na vertical da equação da energia cinética turbulenta (ECT), assumindo que a equação da ECT é considerada válida para uma CLP horizontalmente homogênea.

Driedonks (1982) apresenta a equação da ECT como sendo dada por:

$$\frac{d\bar{e}}{dt} = (\tau/\rho) \cdot \frac{\partial U}{\partial z} + \bar{b}w - \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{e}w + \frac{\bar{p}w}{\rho} \right) - \nu \quad (3.16)$$

onde \bar{e} é a energia cinética turbulenta ($\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$); τ é a tensão de Reynolds; $\partial U/\partial z$ é o cisalhamento do vento; ν é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta; e $\bar{b}w$ é o fluxo turbulento de empuxo, definido na atmosfera pela seguinte relação:

$$\bar{b}w = - \frac{g\bar{\rho}w}{\rho_0} = - \frac{g}{\theta} (\overline{w'\theta'}) \quad (3.17)$$

onde g é a aceleração da gravidade.

O crescimento da CM ocorre através do processo de entranhamento do ar da atmosfera estável na CLP. Na atmosfera os três principais mecanismos que afetam o entranhamento são: a turbulência convectiva produzida pelo aquecimento da superfície, a turbulência mecânica produzida pelo atrito com a superfície, e a turbulência mecânica produzida pelo cisalhamento do vento no topo da CM.

Na equação da ECT integrada na CM, os termos referentes a divergência do fluxo vertical de energia cinética turbulenta devido aos movimentos turbulentos, (\overline{ew}) ; e a flutuação de pressão, (\overline{pw}/ρ) , anulam-se, pois estes termos representam o processo de distribuição espacial de ECT.

Supondo-se que a turbulência no interior da CLP está em um regime estacionário ($d\overline{e}/dt = 0$), os termos do lado direito da Eq.(3.16) indicam um balanço entre a produção mecânica (ou térmica) de energia cinética turbulenta e a dissipação viscosa (ou térmica). A Figura 3.4 apresenta um diagrama da equação da ECT e os processos de troca envolvidos sob a condição de estado uniforme e estacionário.

Integrando ao longo da CLP as taxas de produção (ou destruição) de ECT devido à convecção térmica dentro da CM, R_* ; a taxa de geração mecânica de ECT pelo cisalhamento do vento, G_* ; e a taxa de dissipação molecular da ECT no interior da CM, D_* ; obtém-se a seguinte relação de equilíbrio:

$$R_* + G_* - D_* = 0 \quad (3.18)$$

Assumindo-se a hipótese de mistura, o fluxo turbulento de calor sensível, $(\overline{w'\theta'})$, varia linearmente entre a superfície e o topo da CLP. Portanto, a taxa de produção (ou destruição), R_* , será dada por:

$$R_* = \int_0^h \frac{g}{\theta} (\overline{w'\theta'}) dz = \frac{gh}{2\theta_m} ((\overline{w'\theta'})_0 + (\overline{w'\theta'})_h) \quad (3.19)$$

A partir da Eq.(3.11) mostra-se que o fluxo turbulento de calor na interface entre o topo da CLP e a atmosfera livre, pode ser parametrizado em função da diferença de temperatura potencial da atmosfera livre na interface com a temperatura potencial no topo da CM, $\Delta\theta$; e com a taxa de entranhamento, através da relação:

$$(\overline{w'\theta'})_h = -\Delta\theta \left(\frac{dh}{dt} - w(h) \right) \quad (3.20)$$

Substituindo as Eq.(3.19) e (3.20) na Eq.(3.18) obtém-se:

$$\frac{gh}{2\theta_m} \left((\overline{w'\theta'})_0 - \Delta\theta \left(\frac{dh}{dt} - w(h) \right) \right) + G_* - D_* = 0 \quad (3.21)$$

que é a expressão proposta por Smeda (1979).

A expressão que descreve o crescimento da altura da CLP em termos da geração e dissipação da energia cinética turbulenta, e do fluxo turbulento de calor da superfície, é obtida a partir da Eq.(3.21), incluindo-se o termo de difusão turbulenta horizontal da altura da CM:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u_m \frac{\partial h}{\partial x} + v_m \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{2 \cdot (G_* - D_*)}{gh \cdot (\Delta\theta/\theta_m)} + \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{\Delta\theta} + w(h) + DHh \quad (3.22)$$

onde:

$$DHh = K_h \left[\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right] \quad (3.23)$$

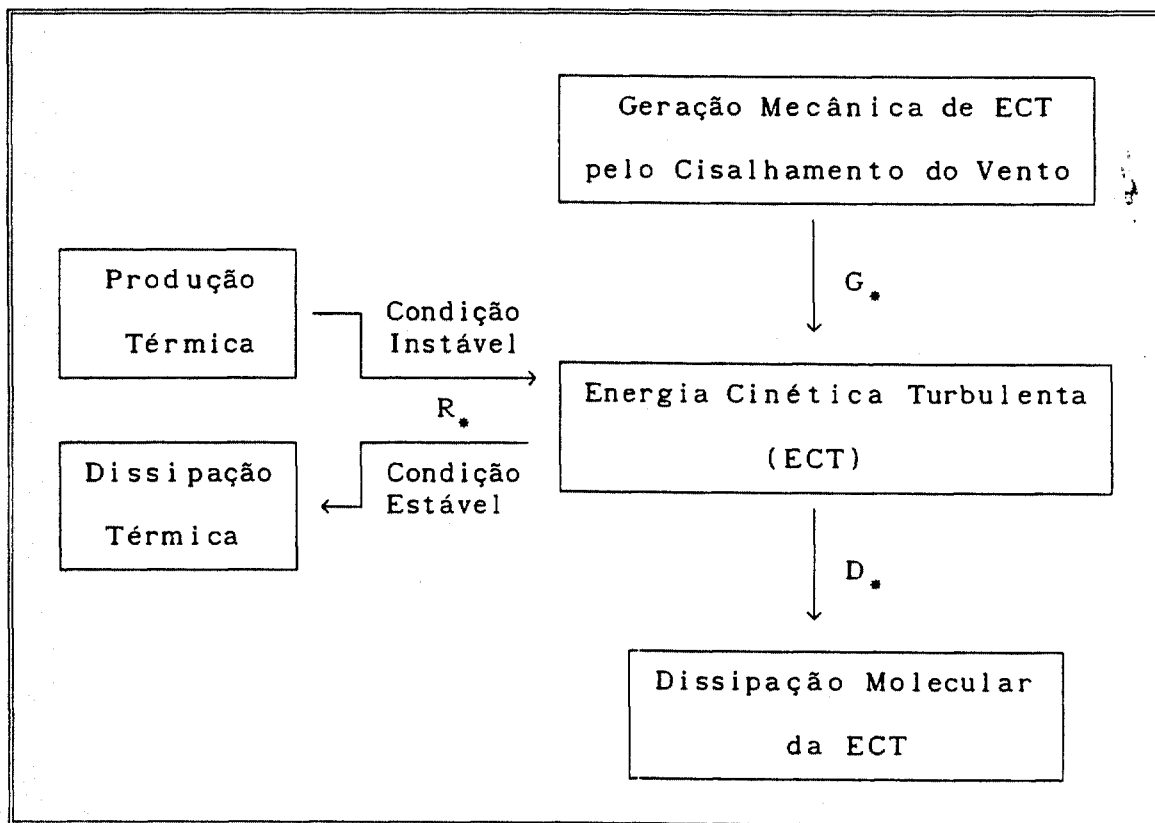


FIGURA 3.4. Representação dos mecanismos de transformação da energia cinética turbulenta (ECT), e respectivas orientações com o qual os mecanismos se processam. É assumindo estado uniforme e estacionário ($d\bar{e}/dt = 0$).

A Eq.(3.22) está sendo utilizada neste trabalho para prognosticar a altura da CM em condições convectivas e estáveis. A análise dos termos que descrevem a Eq.(3.22) mostra que, durante o período estável, o crescimento da CM estável é sustentado apenas pelo mecanismo de geração mecânica de ECT devido ao cisalhamento do vento na superfície.

Durante o período convectivo, o crescimento da CLP é sustentado pelo mecanismo de turbulência térmica gerada pelo fluxo turbulento de calor da superfície e pelo mecanismo da produção mecânica. Ainda durante o período convectivo o termo dissipativo é maior que o termo de geração mecânica devido ao cisalhamento do vento.

3.1.1. ALTURA DA CAMADA DE MISTURA DURANTE A TRANSIÇÃO

Durante a transição entre o período convectivo e o período estável, o fluxo turbulento de calor na superfície troca de sinal de positivo para negativo, e conseqüentemente a intensidade da turbulência torna-se menor.

Nieuwstadt e Brost (1985) mostram que durante a transição a ECT média, em toda a extensão da CLP, tem um decaimento que é descrito através do termo de dissipação viscosa, ν , parametrizado da seguinte maneira:

$$\frac{d\bar{e}}{dt} = -\nu = -C_{\nu} \frac{(\bar{e})^{3/2}}{h} \quad (3.24)$$

Na Eq.(3.24), são negligenciadas as perdas de ECT no topo da CLP devido ao termo de transporte. Além disso, durante a transição o comprimento característico da dissipação é considerado proporcional à altura da CLP no início da transição.

A solução da Eq.(3.24) sujeita a condição inicial $\bar{e}_0 = C^2 w_*^2$, onde w_* é a escala de velocidade convectiva e C e C_{ν} são constantes, é dada por:

$$\frac{\bar{e}}{w_*^2} = \left(\frac{C_{\nu}}{2} \frac{tw_*}{h} + \frac{1}{C} \right)^{-2} \quad (3.25)$$

A energia cinética turbulenta decai de acordo com a lei de potência com o expoente -2 , e a Eq.(3.25) sugere ainda que o decaimento da turbulência na camada convectiva está diretamente relacionada com o tempo adimensional, tw_*/h , ou seja, o decaimento é completamente governado pelo estado inicial da turbulência, e portanto pode ser estimado em termos de w_* e h .

Ao iniciar-se o período de transição, o fluxo turbulento de calor na superfície é praticamente nulo, mas em altos níveis ele ainda mantém-se positivo por um certo período. Durante o processo de decaimento, o fluxo turbulento de calor no topo da CLP pode manter-se negativo, e continuar ocorrendo entranhamento. Ao atingir a condição $tw_*/h \approx 1$, o fluxo turbulento de calor negativo deverá ter-se estendido através de toda a camada.

Nieuwstadt e Brost (1985) distinguem três estágios principais de decaimento, e cada estágio durando uma unidade de tw_*/h . No primeiro estágio, os grandes turbilhões que geravam o crescimento convectivo foram isolados de sua fonte na superfície, mas ainda podem ser reconhecidos.

Na segunda fase do decaimento, os grandes turbilhões tem que realizar trabalho contra um gradiente vertical de temperatura levemente estável, ao mesmo tempo está ocorrendo entranhamento no topo da CLP. Em ambos os casos a ECT está sendo dissipada.

Na terceira etapa do decaimento, após os turbilhões de grande escala terem procurado transferir toda sua energia para os turbilhões de menor escala, inicia-se um processo de isolamento destes turbilhões que procuram retornar aos seus níveis iniciais de equilíbrio.

A determinação da altura da camada de mistura estável no início da transição nem sempre pode ser feita de modo inequívoco, por que em muitos casos, a camada estável mistura-se com a própria camada residual acima sem a definição clara de um topo.

Segundo Stull (1988), o valor da altura da camada estável, h_s , pode ser definida como sendo a menor altura entre:

- (a) $\partial\theta/\partial z = 0$ Topo da camada estável, isto é, a altura onde $\partial\theta/\partial z$ é adiabático (base da camada residual);
- (b) $\partial T/\partial z = 0$ Topo da inversão, isto é, a altura onde $\partial T/\partial z$ é isotérmico;
- (c) $ECT = 0$ Topo da camada turbulenta, ou camada de mistura;
- (d) $ECT = 0,05 ECT$ Altura onde a ECT é 5 % de seu valor na superfície;
- (e) $\overline{u'w'} = 0$ Topo da camada de tensão de Reynolds;
- (f) $\overline{u'w'} = 0,05 \overline{u'w'}$ Altura onde a tensão de Reynolds é 5 % de seu valor na superfície;
- (g) $|U|$ é máximo Altura do jato noturno de baixos níveis;
- (h) $|U| = |U_g|$ Parte inferior da atmosfera livre onde o vento pode ser considerado geostrófico;

No caso da Eq.(3.22), que descreve a evolução da altura da CM durante os períodos instável e estável, é possível considerar algumas aproximações do ponto de vista do balanço de energia cinética turbulenta, de maneira a determinar-se uma relação diagnóstica para a altura da camada de mistura estável durante o período de transição. Esta nova relação procura reproduzir a situação (d) mencionada acima, ou seja, a altura onde a ECT é 5 % da ECT observada na superfície.

Desde que o fluxo turbulento de calor durante o período de transição e período estável está orientado em direção à superfície, ele se constitui em um importante processo para a estabilização da camada superficial. Assumindo que durante o

período de transição o termo de entranhamento no topo da CLP é pequeno e pode ser desprezado, então a Eq.(3.21) pode ser reescrita como:

$$h = - \frac{2. (G_* - D_*)}{\frac{g}{\theta_m} \cdot (\overline{w'\theta'})_0} \quad (3.26)$$

A Eq.(3.26) é aplicada após o início do período de transição e durante o intervalo de tempo necessário até que seja obedecida a relação:

$$\left| \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{\Delta\theta} \right| \leq 0,05 \cdot \left| \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{\Delta\theta} \right| \quad (3.27)$$

Com esta escolha a Eq.(3.26) procura diagnosticar um novo valor de altura para a camada estável que está se originando, antes dela começar a desenvolver-se novamente. Após a utilização da Eq.(3.26) durante o intervalo de tempo necessário para que seja atendida a Eq.(3.27), a Eq.(3.22) é utilizada durante todo o restante do período noturno.

3.2. RESFRIAMENTO RADIATIVO

O termo de resfriamento radiativo R_{rad} utilizado na Eq.(3.3) é considerado apenas durante condições estáveis, uma vez que, é bastante reduzido quando comparado com o termo de fluxo turbulento de calor na superfície durante condições convectivas intensas e pouca nebulosidade.

Em primeira aproximação, o termo R_{rad} é expresso em termos do resfriamento Newtoniano através da relação:

$$R_{rad} = A.(\theta_m - \theta_g) \quad (3.28)$$

onde a constante de proporcionalidade, A, é da ordem de 10^{-5} s^{-1} , e θ_g é a temperatura potencial da superfície (Kuo (1968) e Yamamoto *et al.* (1973)).

3.3. GERAÇÃO E DISSIPACÃO TURBULENTO NA CAMADA DE MISTURA

A equação prognóstica para a altura da camada de mistura durante o período convectivo e estável, representado na sua forma final pela Eq.(3.22), tem um termo que se constitui na contribuição relativa ao balanço entre os mecanismos de geração da energia cinética e dissipação molecular no interior da própria CLP, respectivamente, G_* e D_* .

Na CLP a energia cinética turbulenta é produzida pelo cisalhamento do vento, e pela convecção térmica. A maior parte da geração mecânica de ECT ocorre na CLS. Deste modo, G_* pode ser obtido integrando-se, na vertical, a taxa de produção mecânica de ECT (1º termo do lado direito da Eq.(3.18)).

Considerando que a tensão de Reynolds decai linearmente com a altura, e que o cisalhamento do vento ocorre na CLS e distribui-se uniformemente por toda a CLP, pode-se expressar o termo G_* da seguinte maneira:

$$G_* = \int_0^h \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} dz \approx \frac{\tau_0}{\rho} U_m \quad (3.29)$$

onde $U = U_m - U_0$, sendo $U_m = (u_m, v_m)$ a velocidade média na CM, e $U_0 = (u_0, v_0)$ a velocidade na CLS, considerada nula neste trabalho.

Assumindo que a ECT gerada na CLP é dissipada através de forças viscosas que agem sobre os turbilhões de pequena escala, a maior parte da dissipação molecular ocorre próximo à superfície onde o comprimento característico dos turbilhões atinge o menor valor. Assim sendo, a taxa de dissipação molecular (proporcional a geração mecânica total) decresce com a altura.

De acordo com Smeda (1979), a fração da ECT que é produzida mecanicamente pelo cisalhamento do vento é dissipada através da seguinte expressão, D_1 :

$$D_1 = \left(\frac{\tau_0}{\rho} U_m \right) \cdot (1 - e^{-\gamma h}) \quad (3.30)$$

onde o parâmetro de dissipação, γ , representa a intensidade com que a dissipação mecânica atua sobre o desenvolvimento da CM. Valores típicos de γ estão compreendidos entre 0,0 e 0,01 (Smeda, 1979). Onde $\gamma=0,0$ indica que não ocorre dissipação mecânica no interior da CM durante condições convectivas ou estáveis.

Por outro lado, a fração restante da ECT produzida pela convecção térmica também é dissipada pela viscosidade e deve ser incluída na descrição da CLP. A análise de escala dos mecanismos envolvidos no processo de dissipação dos grandes turbilhões mostra que a taxa com que a energia dos turbilhões de grande escala é transferida para os turbilhões de pequena escala é da ordem de w_*^3/ℓ (Stull, 1988), onde, w_* é a escala de velocidade convectiva, expressa por:

$$w_* = \left[\frac{gh}{\theta_m} \cdot (w'\theta')_0 \right]^{1/3} \quad (3.31)$$

e ℓ é o comprimento característico dos turbilhões mais energéticos, sendo que neste caso, ℓ é da ordem da altura h da CM.

Com base na teoria do equilíbrio universal de Kolmogorov, a taxa na qual a energia é transferida para os turbilhões de pequena escala é equivalente à taxa de dissipação (Tennekes e Lumley, 1972). Dessa forma, o termo de dissipação térmica, D_2 , pode ser expresso através de uma relação dada por:

$$D_2 = \varepsilon \cdot w_*^3 \quad (3.32)$$

onde o fator de proporcionalidade, ε , é igual a 0,4, e é o mesmo valor utilizado por Mahrt e Lenschow (1976). A dissipação total de energia cinética turbulenta no interior da CLP, D_* , é dada pela relação:

$$D_* = D_1 + \lambda \cdot D_2 \quad (3.33)$$

onde $\lambda=1$ em condições instáveis e $\lambda=0$ em condições estáveis.

3.4. FLUXOS TURBULENTOS VERTICAIS NA SUPERFÍCIE

Além da altura da CLP, o modelo requer a especificação dos fluxos turbulentos verticais de calor sensível, momento e de concentração de radionuclídeos na superfície.

Os fluxos turbulentos na superfície são calculados através das relações propostas por Deardorff (1972):

$$(\overline{w'\theta'})_0 = C_\theta \cdot u_* (\theta_m - \theta_c) \quad (3.34)$$

$$(\overline{u'w'})_0 = -u_*^2 \cos(\alpha) \quad (3.35a)$$

$$(\overline{v'w'})_0 = -u_*^2 \sin(\alpha) \quad (3.35b)$$

onde C_θ é o coeficiente de transferência de calor; θ_m é a temperatura potencial da CM; θ_c é a temperatura potencial da superfície; α é o ângulo com o eixo x da tensão de Reynolds, calculado como sendo $\alpha = \tan^{-1}(v_m/u_m)$; u_m e v_m são as componentes zonal e meridional do vetor velocidade do vento na CM, U_m ; e a velocidade de fricção, u_* , é dada por:

$$u_* = C_U \cdot |U_m| \quad (3.36)$$

onde C_U é o coeficiente de arrasto de momento.

O fluxo vertical turbulento de concentração na superfície irá depender do tipo de liberação assumida, ou seja, liberação instantânea ($(\overline{w'\theta'})_0 = 0$), ou liberação contínua ($(\overline{w'\theta'})_0 = f(t)$). Onde a função de liberação em função do tempo, $f(t)$, está diretamente relacionada ao projeto de liberação da instalação considerada.

Para determinar os coeficientes de transferência de calor, C_θ , e de arrasto de momento, C_U , é necessário determinar-se inicialmente o número de Richardson integrado na CLP, e que é expresso por:

$$Ri_B = \frac{gh(\theta_m - \theta_g)}{\theta_m |U_m|^2} \quad (3.37)$$

Segundo Deardorff (1972), durante condições instáveis, os coeficientes C_u e C_θ podem ser expressos por:

$$C_u = \left[C_{un}^{-1} - 25 \cdot \exp(0,26 \cdot \zeta - 0,030 \cdot \zeta^2) \right]^{-1} \quad (3.38)$$

$$C_\theta = \left[C_{\theta n}^{-1} + C_u^{-1} - C_{un}^{-1} \right]^{-1} \quad (3.39)$$

onde

$$\zeta = \log_{10}(-Ri_B) - 3,5 \quad (3.40)$$

Para o caso estável ($0 \leq Ri_B \leq 0,9Ri_c$) os coeficientes C_u e C_θ podem ser expressos por:

$$C_u = C_{un} \cdot \left(1 - \frac{Ri_B}{Ri_c} \right) \quad (3.41)$$

$$C_\theta = C_{\theta n} \cdot \left(1 - \frac{Ri_B}{Ri_c} \right) \quad (3.42)$$

onde C_{un} e $C_{\theta n}$ são, respectivamente, os valores neutros dos coeficientes de arrasto de momento e transferência de calor, dados por:

$$C_{un} = \left\{ k^{-1} \cdot \log_e \left[\frac{0,025 \cdot h}{z_o} \right] + 8,4 \right\}^{-1} \quad (3.43)$$

$$C_{\theta n} = \left\{ \frac{0,74}{k} \cdot \log_e \left[\frac{0,025 \cdot h}{z_o} \right] + 7,3 \right\}^{-1} \quad (3.44)$$

Ri_c é o número de Richardson integrado crítico com valor constante de 3,05; z_0 é o parâmetro de rugosidade da superfície; e k é a constante de Von Karman.

A existência da contante Ri_c nas Eq.(3.41) e (3.42) deve-se ao fato de que a formulação log-linear pode produzir um valor crítico do número de Richardson próximo a CLS (altura z_s). Entretanto, não é realístico esperar que o valor de Ri_B venha a exceder o valor de Ri_c pois, para qualquer fluxo médio próximo a uma superfície rugosa, é esperada, em contrapartida, que uma região turbulenta mais rasa que ela venha a ser formada.

Se o valor de Ri_B obtido pela Eq.(3.37) vier a exceder o valor Ri_c , pode-se concluir que a altura $(h-z_s)$, para $(z_s \rightarrow 0)$, foi de alguma maneira superestimada. Para evitar numericamente esta possibilidade, Deardorff (1972) sugere que Ri_B não deve exceder um valor arbitrário de cerca de 90 % do valor de Ri_c nas Eq.(3.41) e (3.42). Desta maneira, valores nulos de C_u e C_θ , ou mesmo fisicamente não existentes, poderão ser evitados e os fluxos superficiais estimados de maneira finita.

3.5. VELOCIDADE VERTICAL DE GRANDE ESCALA

Na formulação das equações do modelo de CLP foi mantido o termo relativo a velocidade vertical de grande escala $w(h)$ efetivamente como sendo uma correção de dh/dt . Entretanto, sabe-se da grande dificuldade para obter-se estimativas precisas de $w(h)$.

De maneira a avaliar-se a importância de $w(h)$ para a dinâmica da CLP considera-se um valor típico de velocidade vertical da ordem de -0.01 a $-0,02 \text{ m.s}^{-1}$ ao nível de 850 hPa (aproximadamente 1500 m) e os vários estágios de crescimento da camada de mistura.

Nas primeiras horas após o nascer do sol, a CM desenvolve-se lentamente por causa da inversão térmica noturna que deve ser quebrada e da disponibilidade de calor sensível que não é grande. Segundo Driedonkes (1982) uma taxa de crescimento típica é da ordem de 50 m.hr^{-1} . Neste estágio a altura da CM abaixo da inversão é

da ordem de 150 a 200 m e, portanto, $w(h)$ corresponde de 10 a 20 % de dh/dt .

Após a inversão noturna ter sido completamente quebrada a CM desenvolve-se rapidamente, com valores típicos da ordem de 200 m.hr^{-1} , e durante este período o termo $w(h)$ também é considerado pequeno quando comparado ao termo de variação local da altura da CM.

Eventualmente, quando o topo da CM sofre uma inversão de subsidência muito intensa, dh/dt torna-se pequeno, e nesta condição a velocidade vertical poderá ser da mesma ordem de magnitude de dh/dt . Oliveira (1985) calculou os valores de subsidência no período da tarde para a região de Bauru (SP), como sendo da ordem de 10 hPa/hora (ou o equivalente a aproximadamente $-0,03 \text{ m.s}^{-1}$) no pico da atividade convectiva associada a nuvens.

Tendo em vista o exposto acima, a velocidade vertical, será considerada na evolução da CLP para a região de Iperó (SP) sempre que o sistema sinótico de grande escala se caracterizar por um sistema de alta pressão com forte subsidência, assim como, estiver disponível alguma radiosondagem nas vizinhanças do local que permita estimar a intensidade da velocidade vertical através do aquecimento ou resfriamento da camada de mistura.

4. DESCRIÇÃO DOS EXPERIMENTOS METEOROLÓGICOS DE CAMPO

Para verificar o desempenho do modelo numérico de Camada Limite Planetária proposto, serão utilizados os dados coletados durante os experimentos meteorológicos desenvolvidos pela Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM), no Centro Experimental Aramar (CEA), Iperó (SP).

O projeto de pesquisa denominado "Climatologia de Ar Superior" tem sido desenvolvido desde 1990 pela COPESP/MM, e já foram realizadas 4 campanhas de campo: Experimento Meteorológico I (27/07 a 09/08 de 1990), Experimento Meteorológico II (11 a 22/03 de 1991), Experimento Meteorológico III (09 a 25/03 de 1992), e Experimento Meteorológico IV (27/07 a 08/08 de 1992).

A partir do Experimento Meteorológico II, o Instituto Astronômico e Geofísico da Universidade de São Paulo (IAG/USP) passou a ser o responsável pelo levantamento do balanço de radiação, e estimativas dos fluxos turbulentos verticais de calor sensível e calor latente na superfície através de uma torre micrometeorológica instrumentada em diversos níveis (Projeto FAPESP nº 90/4492-1).

Estes experimentos de campo tem como principais objetivos a caracterização dos padrões meteorológicos de circulação local, e a evolução temporal da CLP durante os períodos diurno e noturno, de modo que, estas informações possam ser utilizadas no desenvolvimento de um modelo numérico de transporte atmosférico específico para a região. Uma descrição das campanhas experimentais de campo, das técnicas de amostragem empregadas, e resultados preliminares para os Experimentos Meteorológicos I e II são apresentados por Oliveira e Sakai (1991), Molnary (1992).

Neste capítulo são apresentados um sumário do quadro sinótico de escala sinótica e as características gerais dos perfis verticais de temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento observadas com o equipamento de balão-cativo para os períodos convectivo e estável durante os Experimentos Meteorológicos I, II, e IV realizados no CEA.

O Centro Experimental Aramar (CEA) está implantado no município de Iperó, Estado de São Paulo (Latitude: 23° 25' S e Longitude: 47° 35' W), com altitudes variando entre 550 e 600 m acima do nível médio do mar. A Figura 4.1 localiza o CEA dentro do Estado de São Paulo. Os maiores centros populacionais em torno do CEA são Sorocaba (20 Km a ESE), Iperó (15 Km a NW) e Boituva (20 Km a NNW).

A ocupação do solo na região compreende basicamente atividades agrícolas de subsistência, ou para consumo local, e as áreas de pastagem ocupam mais de 50% da área de abrangência estudada pelo modelo numérico.

A topografia em torno do CEA é determinada pela confluência do vale do Rio Sorocaba com o vale do Rio Ipanema, com altitudes variando entre 550 e 600 m acima do nível médio do mar. O acidente geográfico mais importante próximo à área do CEA é a Serra de Araçoiaba que chega a alcançar altitudes de até 900 m, e está orientada no eixo SE-NW, distando aproximadamente 10 Km a SW do CEA. A Figura 4.2 apresenta a topografia média da região circunvizinha ao CEA, indicando a localização aproximada dos maiores centros urbanos.

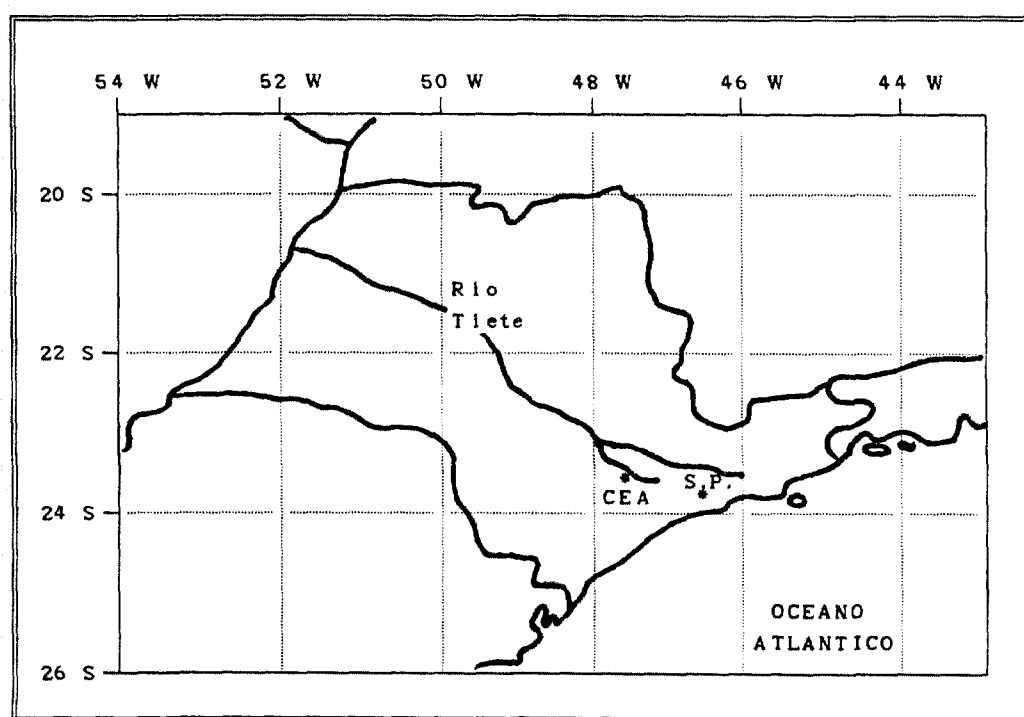


FIGURA 4.1. Localização do Centro Experimental Aramar (CEA) no Estado de São Paulo.

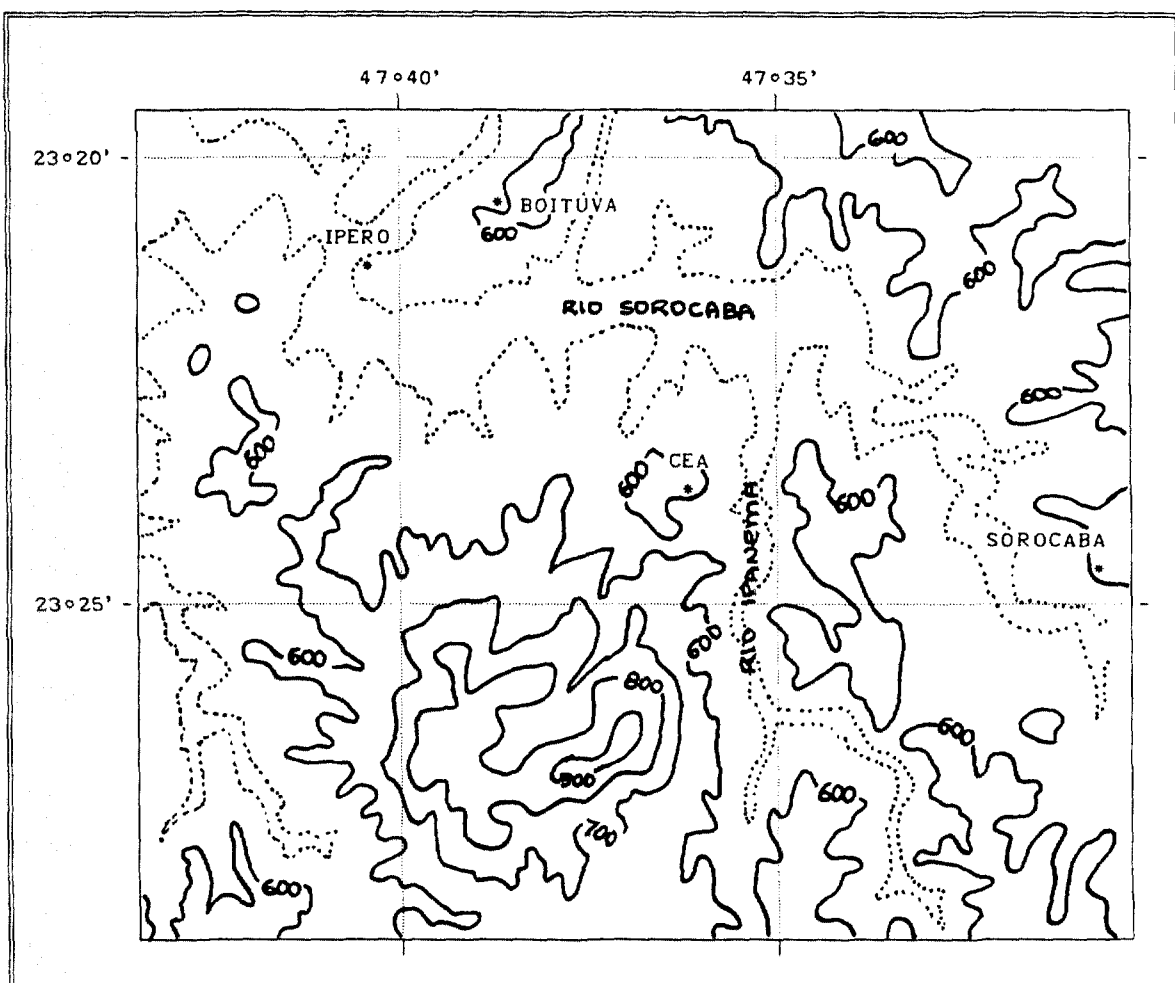


FIGURA 4.2. Mapa topográfico da região do Centro Experimental Aramar (CEA), com a indicação da localização dos centros populacionais mais próximos. As curvas de nível indicam cotas de 600, 700, 800 e 900 metros acima do nível médio do mar; a curva tracejada indica a região de vale do Rio Sorocaba e Rio Ipanema na cota 550 m.

4.1. EXPERIMENTO METEOROLÓGICO I - INVERNO 90

Este experimento foi realizado durante o período de 27 de julho a 09 de agosto de 1990, e abrangeu basicamente as atividades de sondagem vertical da atmosfera através dos sistemas de balão-cativo e radiosonda. Entretanto, não estiveram disponíveis os dados de balanço de radiação ao nível da superfície e os dados da torre micrometeorológica. O padrão de circulação em grande escala observado sobre o Estado de São Paulo foi caracterizado, na maior parte dos dias, por um sistema de alta pressão de origem polar que atuava sobre todo o Estado de São Paulo, de modo que pode-se assumir que a área circunvizinha ao CEA esteve sujeita a um movimento vertical de subsidência.

A Figura 4.3 apresenta um quadro com as cartas de pressão na superfície durante a realização do Experimento Meteorológico I. Neste período não ocorreram chuvas, entretanto, destacam-se a ocorrência de duas noites com geadas intensas e diversas ocorrências de nevoeiros ao amanhacer.

Durante a execução deste experimento observaram-se perfis verticais bem característicos para o tipo de configuração sinótica predominante sobre a região, e que de maneira geral correspondem as situações mais críticas e severas para se avaliar a problemática da dispersão atmosférica de poluentes.

As Figuras 4.4 e 4.5 apresentam, respectivamente, as sondagens que caracterizaram a evolução temporal da camada de mistura para o período diurno e para o período noturno nesse período de inverno. São apresentados também, os perfis verticais de temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento.

Nestas figuras é possível verificar a evolução dos perfis médios da CM que se desenvolvem durante o período diurno através da quebra da inversão térmica existente nas primeiras centenas de metros acima da superfície. No período noturno, caracteriza-se a formação de uma nova camada de inversão térmica abaixo da camada de mistura formada durante o dia.

De maneira geral, a evolução da CM durante este período de inverno e predominância de sistemas anticiclônicos de alta pressão sobre a região mostrou que é possível atingir, ou até mesmo superar, os 1000 m de profundidade durante o período diurno. Observou-se também, que é comum a formação de uma camada de inversão térmica a partir da superfície até a altura de 100 a 200 m durante o período de transição e período noturno, podendo ocorrer inversões da ordem de 6 a 8 K/100 m. Cabe ressaltar que foram observadas a ocorrência de jatos noturnos de baixos níveis entre os níveis compreendidos entre 200 e 400 m acima da superfície que chegaram a atingir velocidades superiores a 14 m.s^{-1} (não apresentado), com valores médios da ordem de $6 \text{ a } 8 \text{ m.s}^{-1}$. Ainda durante a ocorrência dos jatos de baixos níveis a camada de inversão deixa de existir dando origem a uma camada com perfil isotérmico decorrente da mistura mecânica provocada pelo jato.

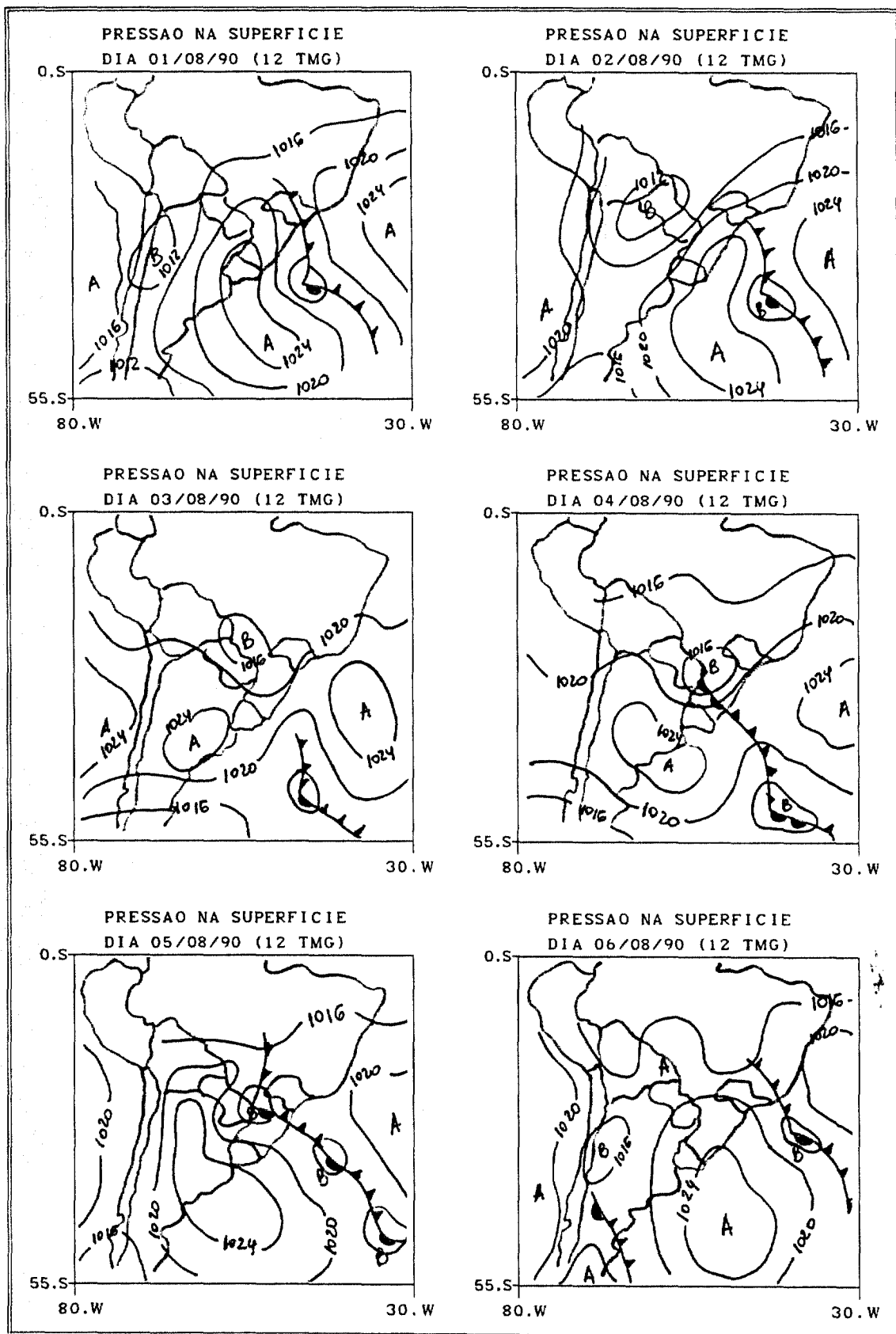


FIGURA 4.3. Evolução das características sinóticas de superfície observadas durante a realização do Experimento Meteorológico I no CEA. (Fonte: Departamento de Hidrografia e Navegação do Ministério da Marinha (DHN/MM)). As isóbaras estão espaçadas a cada 4 hPa.

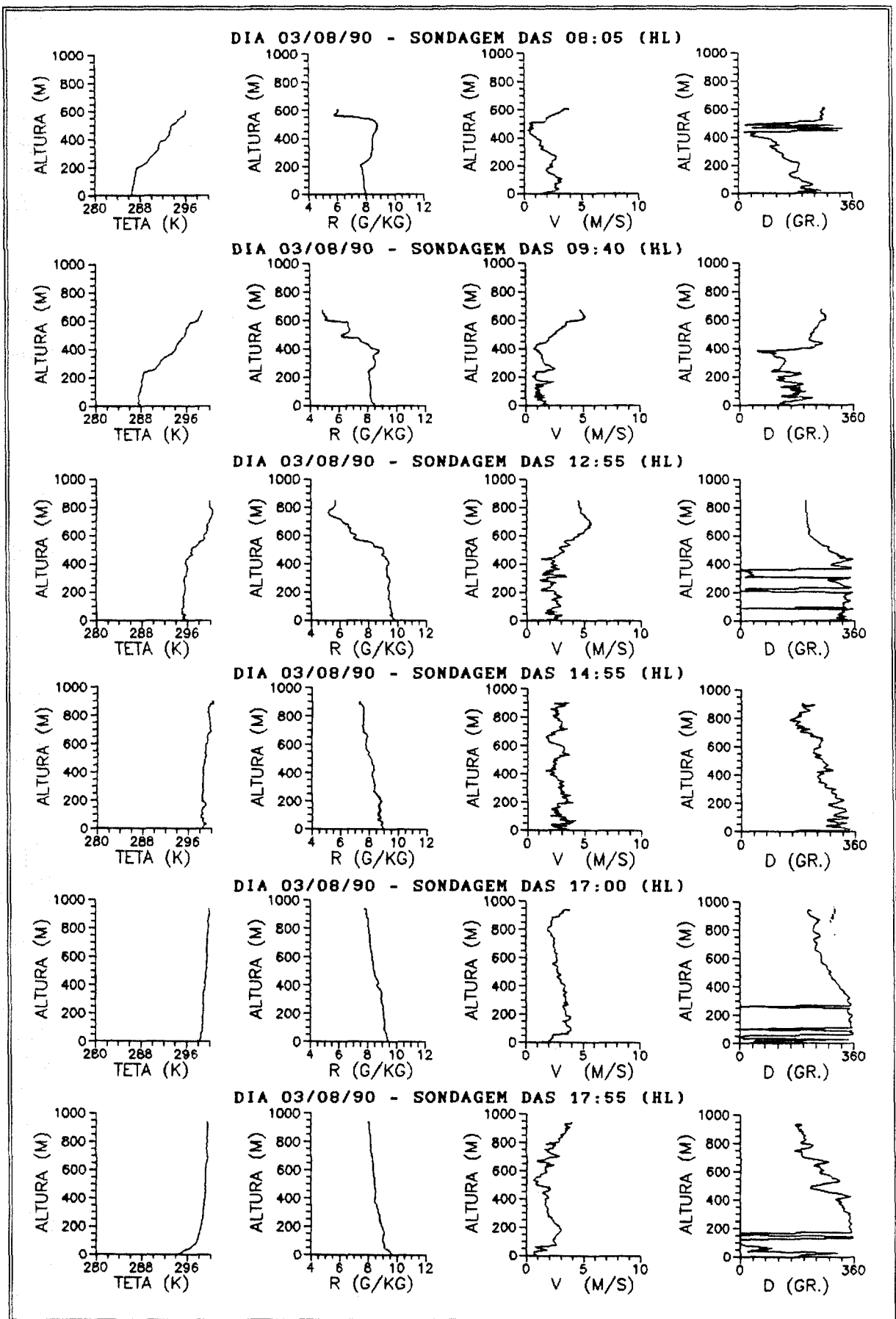


FIGURA 4.4. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período convectivo - dia 03/08/1990 do Experimento Meteorológico I realizado no CEA. (Fonte: Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)).

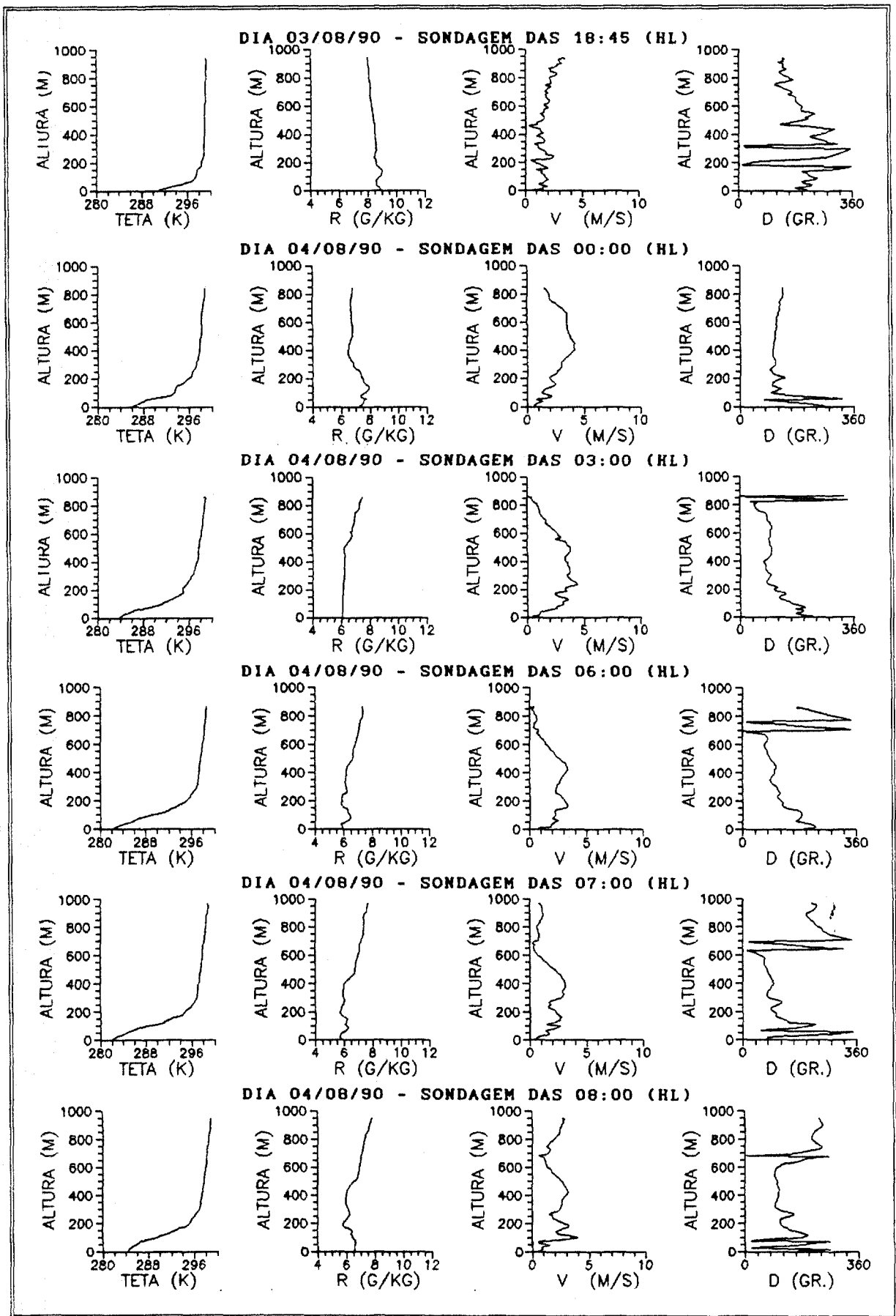


FIGURA 4.5. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período estável - dias 03 e 04/08/1990 do Experimento Meteorológico I realizado no CEA. (Fonte: Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)).

4.2. EXPERIMENTO METEOROLÓGICO II - VERÃO 91

Este experimento de campo foi realizado durante o período de 11 de março a 22 de março de 1991, e abrangeu atividades de sondagem vertical da atmosfera através do sistema de balão-cativo, e estimativas do fluxo de calor sensível, e do balanço de energia na superfície.

Do ponto de vista climatológico, este período foi caracterizado pelas condições típicas do final da estação de verão, com dias quentes e úmidos e precipitação no período da tarde e durante a noite, associada à intensa convecção térmica. A Figura 4.6 apresenta a evolução das características sinóticas de superfície sobre o Estado de São Paulo durante o Experimento Meteorológico II.

Durante este experimento foram efetuadas medidas de turbulência atmosférica através do anemômetro sônico, termopar de arame fino e do higrômetro de Krypton instalados em uma torre de 5 metros de altura. Estas medidas conjuntamente com as observações de radiação solar permitiram determinar as componentes do balanço de energia na superfície segundo a relação:

$$R_n = -H - LE + G \quad (4.1)$$

onde R_n é a irradiância líquida; H é o fluxo vertical turbulento de calor sensível; LE é o fluxo vertical turbulento de calor latente; e G é o fluxo de calor no solo. A irradiância e os fluxos turbulentos de calor e o fluxo de calor no solo positivos correspondem aos fluxos no sentido do solo para a atmosfera.

Os fluxos verticais turbulentos de calor sensível e calor latente são expressos da seguinte maneira:

$$H = \rho \cdot c_p \cdot (\overline{w'\theta'}) \quad (4.2)$$

$$LE = L \cdot (\overline{w'q'}) \quad (4.3)$$

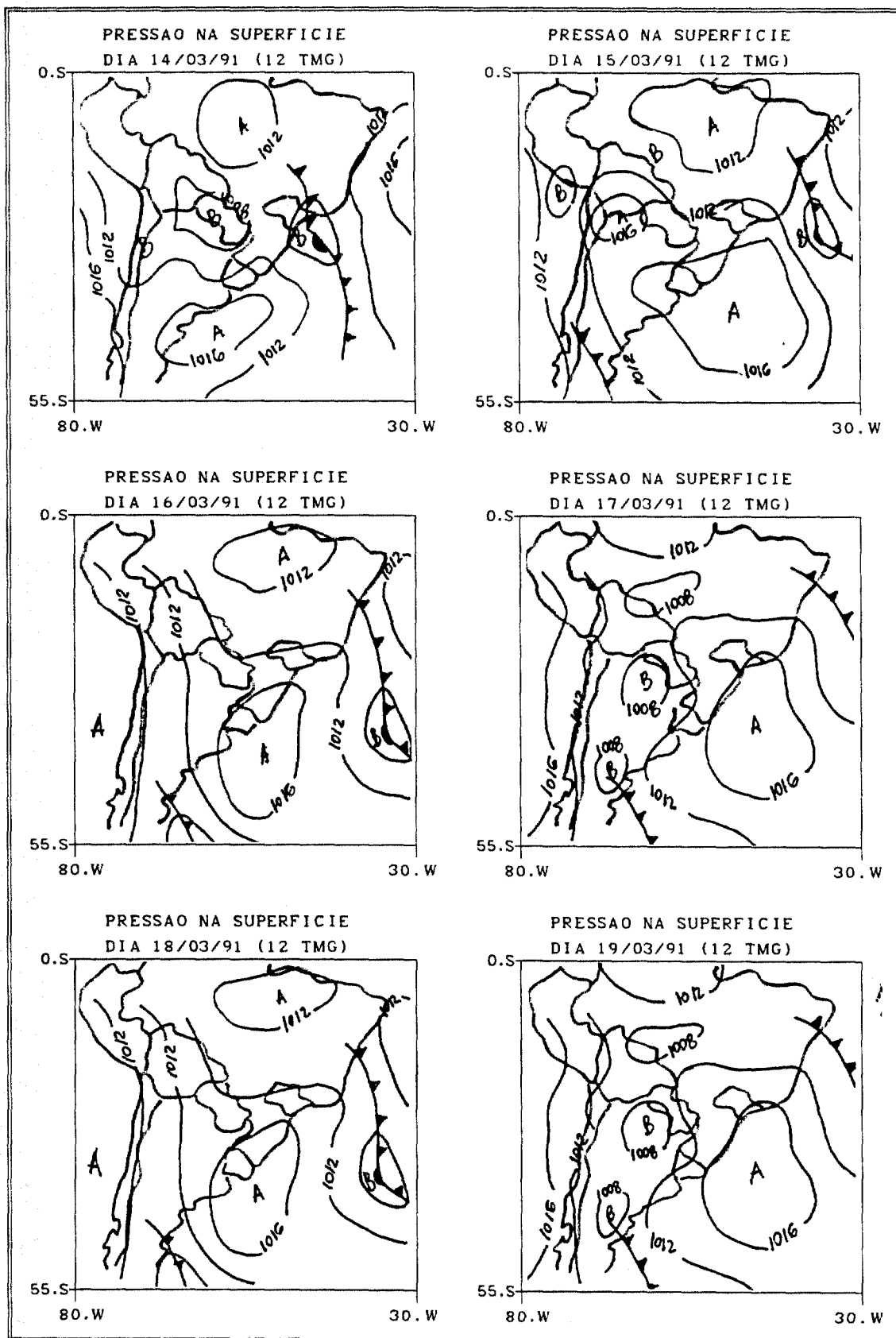


FIGURA 4.6. Evolução das características sinóticas de superfície observadas durante a realização do Experimento Meteorológico II no CEA. (Fonte: Departamento de Hidrografia e Navegação do Ministério da Marinha (DHN/MM)). As isóbaras estão espaçadas a cada 4 hPa.

onde, ρ é a densidade do ar; c_p é o calor específico a pressão constante; L é o calor latente de evaporação; $(\overline{w'\theta'})$ é a covariância entre a velocidade vertical e a temperatura potencial e, $(\overline{w'q'})$ é a covariância entre a velocidade vertical e a densidade do vapor d'água.

A evolução temporal do fluxo vertical turbulento de calor sensível para o período de 16 a 21 de março de 1991 é apresentado na Figura 4.7 (Oliveira e Sakai (1991)). O dia 16 de março foi caracterizado pela completa ausência de nebulosidade, com o fluxo vertical de calor sensível apresentando valores negativos durante o período noturno, com valores mínimos de -60 W.m^{-2} e valores positivos durante o período diurno, com valores máximos da ordem de 220 W.m^{-2} .

No restante dos dias, a amplitude da evolução diurna do fluxo vertical turbulento de calor sensível foi progressivamente atenuada pelo aumento da nebulosidade. As descontinuidades dos dias 19 e 21 de março foram provocadas pela presença de precipitação e consequente interrupção da aquisição de dados pelo anemômetro sônico, termômetro de arame fino e do higrômetro de Kripton instalados na torre micrometeorológica.

As Figuras 4.8 e 4.9 apresentam respectivamente a evolução temporal da CM durante o período convectivo e período estável, observadas durante esta estação de verão. Os respectivos perfis verticais de temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento também são apresentados.

Durante o período convectivo (Figura 4.8) observa-se o desenvolvimento da camada de mistura devido ao aquecimento da superfície e da própria camada, possibilitando desta forma, a quebra da inversão térmica de superfície. A altura média da camada de mistura convectiva nas primeiras horas da manhã é de 200 m, podendo superar os 1000 m no decorrer do dia.

Em contraste com o Experimento Meteorológico I, durante o Experimento Meteorológico II a intensidade do perfil vertical de velocidade do vento durante o dia foi maior para todas as sondagens, devido em parte, às diversas passagens dos

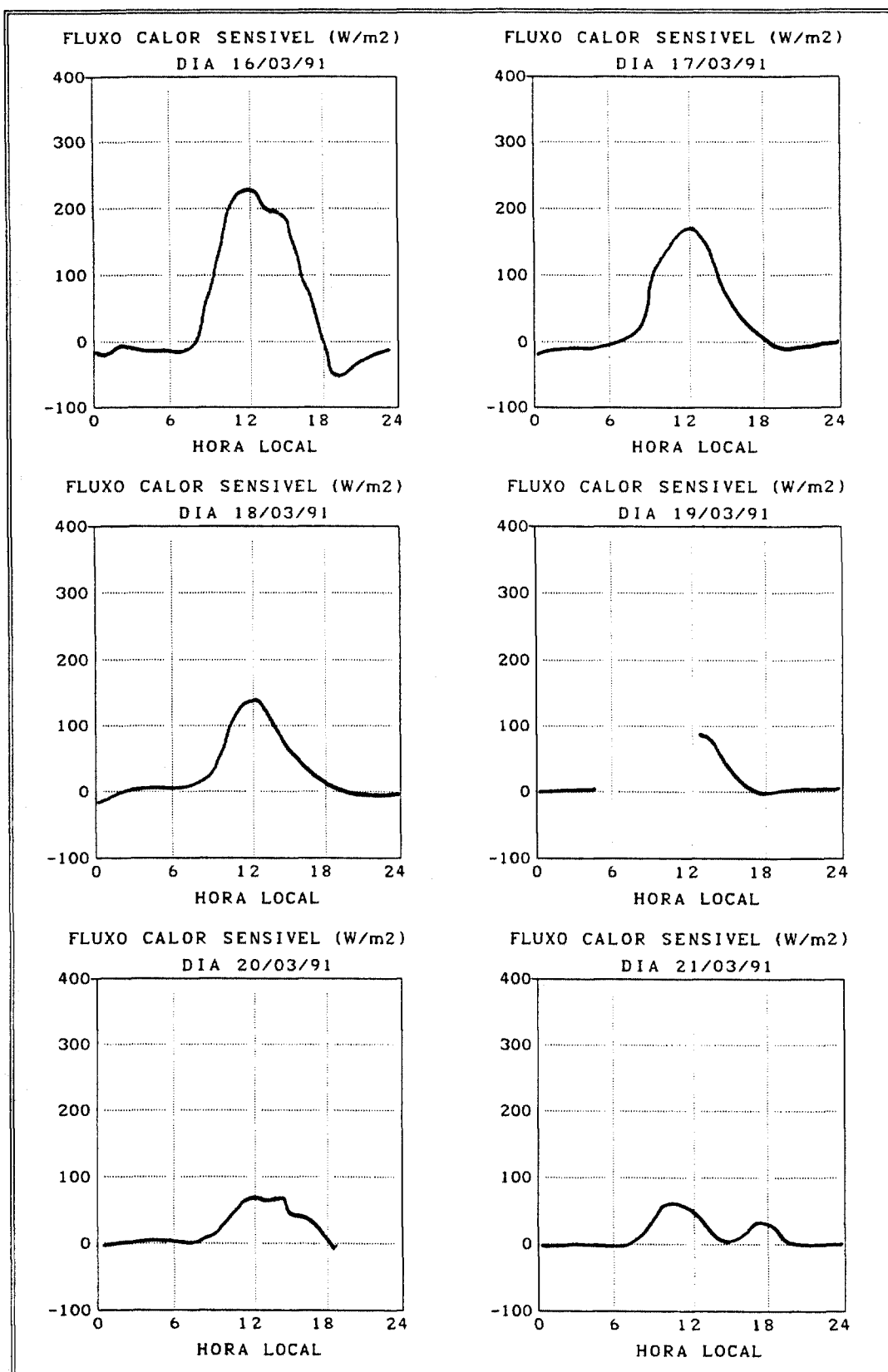


FIGURA 4.7. Fluxo de calor sensível (W/m^2) observado a 5 m da superfície para os dias 16 a 21 de março/1991 do Experimento Meteorológico II. A curva corresponde a um polinômio do tipo "Spline" interpolado através dos valores médios de 600 valores a cada 5 minutos. (Fonte: Oliveira e Sakai (1991)).

sistemas frontais, como também, a uma maior atividade convectiva na área circunvizinha ao CEA. As velocidades médias variaram entre 4 a 10 m.s⁻¹ para toda a extensão da camada de mistura, com direção do vento predominante de Sul e Sudeste.

Durante o período noturno e primeiras horas da manhã (Figura 4.9) é verificada a formação e intensificação de uma inversão térmica de superfície, sob a respectiva camada de mistura residual. A intensidade da inversão térmica varia entre 4 a 8 K/100 m, e o topo da inversão da camada estável varia entre 100 e 200 m.

A velocidade do vento acima da camada de inversão aumenta por causa da estabilização da camada superficial, gerando condições favoráveis à formação do jato noturno de baixos níveis com velocidades superiores a 10 m.s⁻¹. A direção do vento predominante nas camadas mais baixas é de Sul e Sudeste, e de Nordeste nos níveis acima do jato.

Os perfis verticais de temperatura e velocidade do vento do dia 17/03/91 às 8:00 (HL) reproduzem de maneira muito semelhante a parametrização do modelo de duas camadas proposto neste trabalho para representar o período estável.

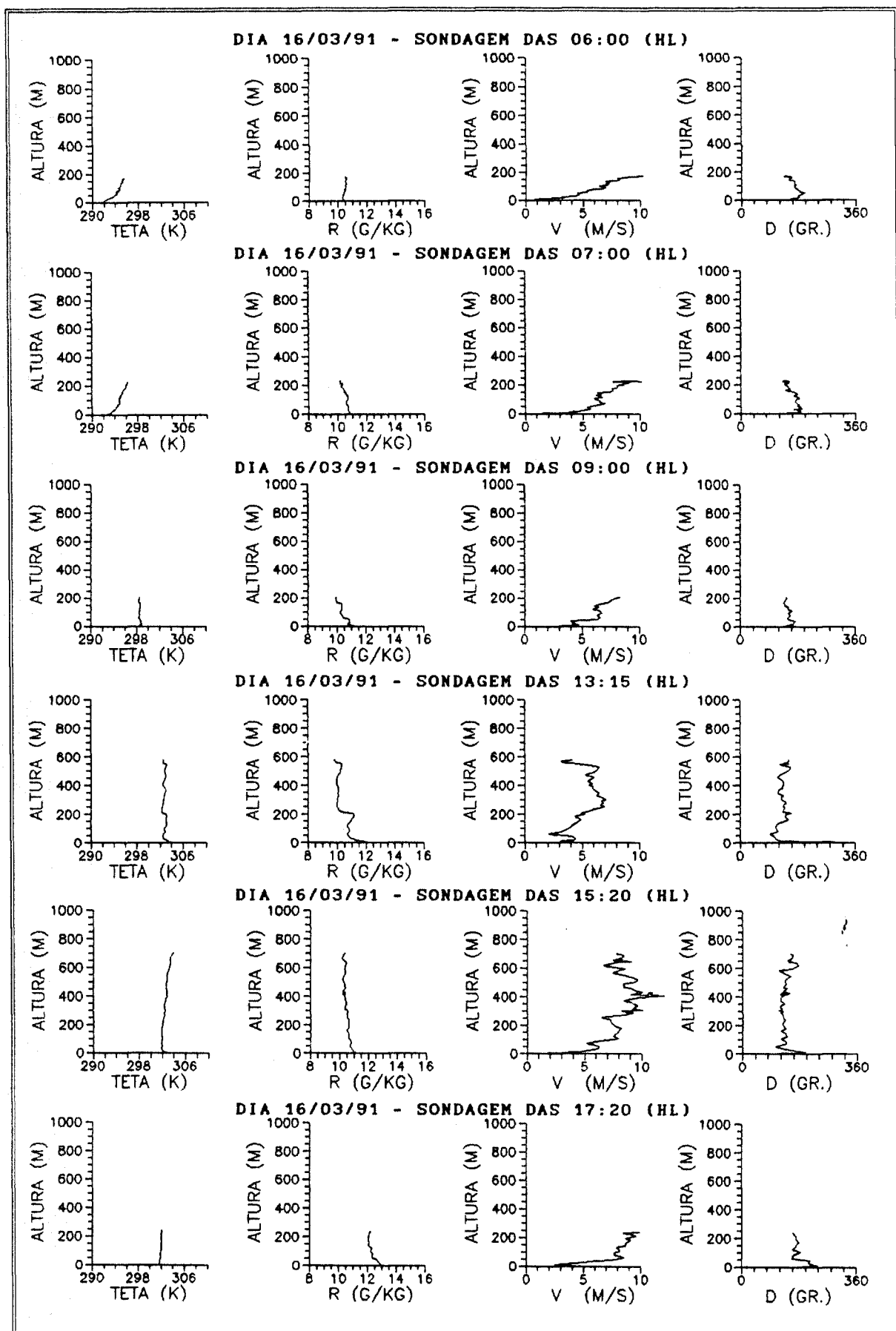


FIGURA 4.8. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período convectivo - dia 16/03/1991 do Experimento Meteorológico II realizado no CEA. (Fonte: Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)).

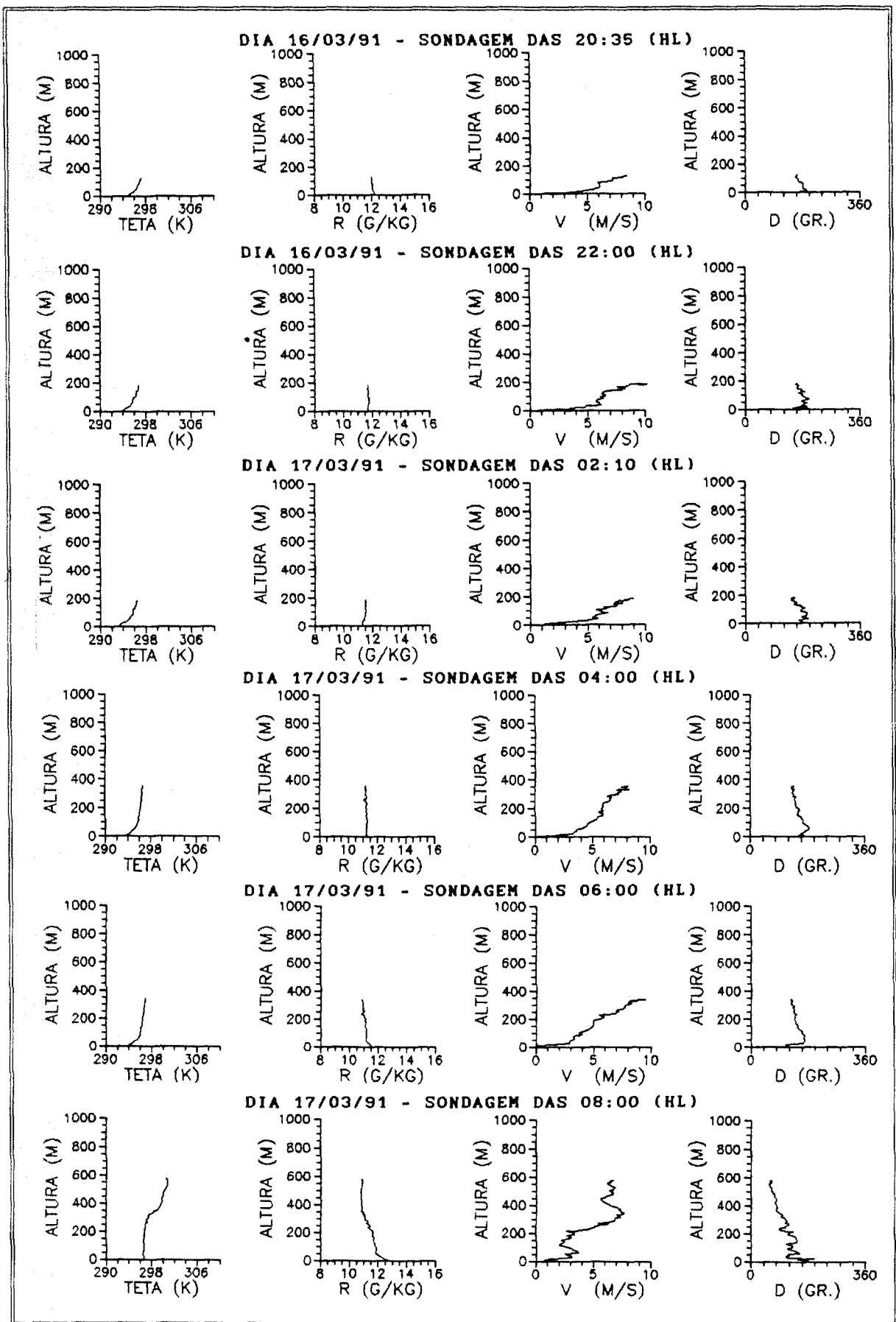


FIGURA 4.9. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período estável - dias 16 e 17/03/1991 do Experimento Meteorológico II realizado no CEA. (Fonte Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPEP/MM)).

4.3. EXPERIMENTO METEOROLÓGICO IV - INVERNO 92

Este experimento foi realizado durante o período de 27 de julho a 08 de agosto de 1992, abrangendo as atividades de sondagem vertical da atmosfera através do sistema de balão-cativo, estimativas do fluxo de calor sensível, calor latente e balanço de energia na superfície.

Do ponto de vista climatológico este período foi caracterizado por condições típicas da estação de inverno, com dias quentes e noites frias sem a presença de precipitação intensa no decorrer do período de experimento. De um modo geral, as condições sinóticas foram muito semelhantes às observadas durante o Experimento Meteorológico I.

A Figura 4.10 apresenta a evolução das características sinóticas de superfície sobre o Estado de São Paulo durante a realização do Experimento Meteorológico IV. Neste período foi observada a passagem de um sistema frontal (dia 8 de agosto) e o estabelecimento de um centro de alta pressão no litoral Sul do Brasil no restante dos dias.

Este padrão sinótico facilitou o aquecimento e resfriamento intenso da superfície durante o período diurno e noturno, assim como, o efeito estabilizador do centro de alta pressão dificultou o crescimento da camada limite planetária, e gerou condições favoráveis a intensificação do jato noturno de baixos níveis durante a noite e primeiras horas do período convectivo diurno. O campo de vento foi predominantemente de Sul e Sudeste durante o dia, com uma intensificação da componente Norte durante a noite.

As Figuras 4.11 e 4.12 apresentam respectivamente a evolução temporal da CM durante o período convectivo e período estável, observados durante esta estação de inverno. Os perfis verticais de temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento também são apresentados.

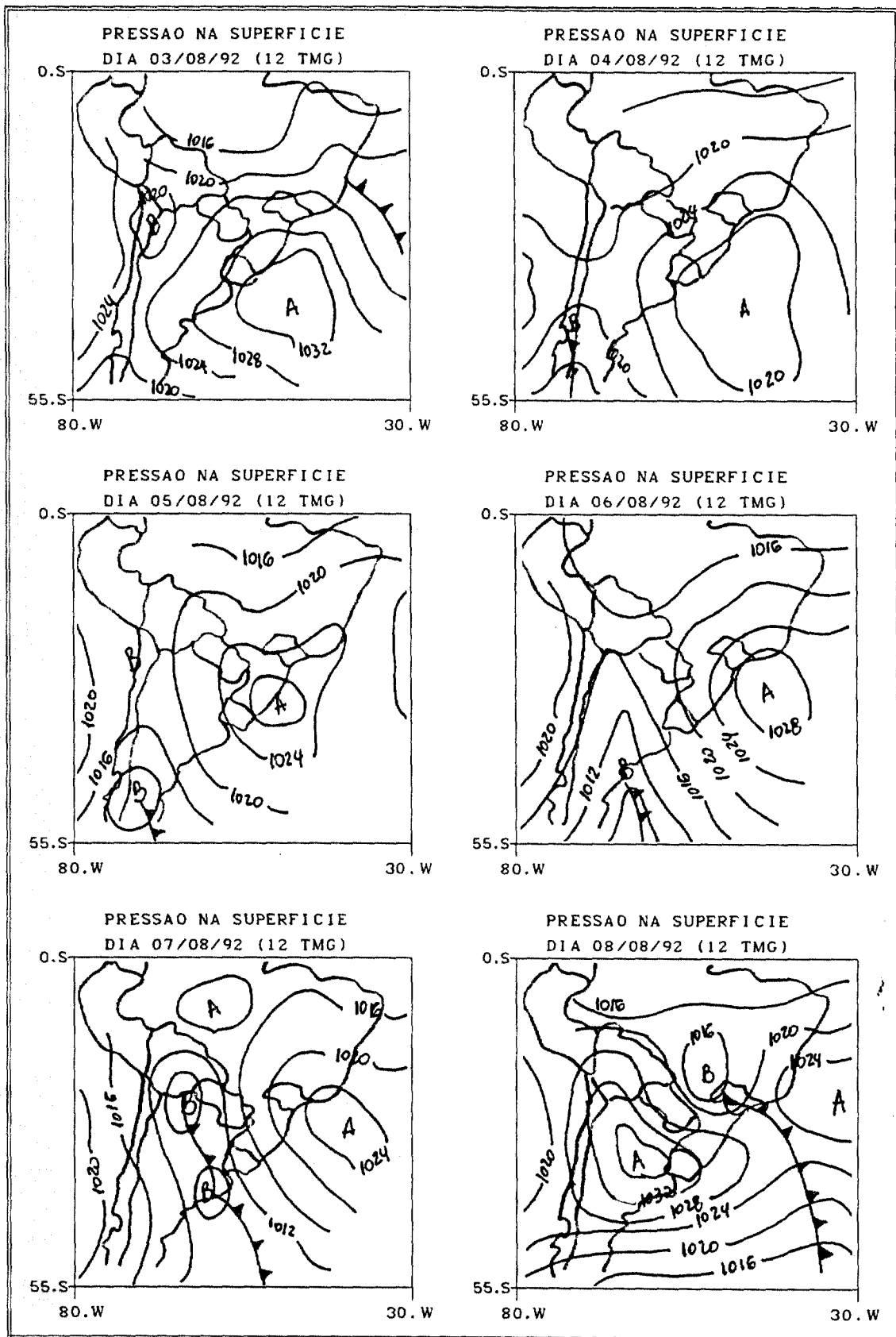


FIGURA 4.10. Evolução das características sinóticas de superfície observadas durante a realização do Experimento Meteorológico IV no CEA. (Fonte: Departamento de Hidrografia e Navegação do Ministério da Marinha (DHN/MM)). As isóbaras estão espaçadas a cada 4 hPa.

Durante o período diurno (Figura 4.11) a camada de mistura convectiva começa a se desenvolver a partir do nível 200 a 300 m da superfície, podendo atingir, ou até mesmo ultrapassar, os 1000 m. Entretanto, nenhuma das sondagens realizadas durante este período ultrapassou a altura de 900 m.

O perfil vertical do vento mostra um comportamento mais misturado do que durante o Experimento Meteorológico II e um pouco menos intenso. A velocidade média foi de 4 a 5 m.s^{-1} , intensificando-se no final do período diurno e início do período de transição. As direções do vento predominante foram de Sul e Sudeste.

Durante a transição e o período noturno (Figura 4.12) a camada de inversão de superfície intensifica-se devido ao resfriamento radiativo intenso, chegando a registrar inversões da ordem de 4 a 8 K/100 m. O topo da camada de inversão varia entre 200 a 400 m durante o período.

Os jatos noturnos de baixos níveis são gerados acima do topo de inversão e sua intensidade varia entre 8 e 12 m.s^{-1} . A direção preferencial do jato é de Sudeste, com intensificação da componente Norte do vento nos níveis acima.

Os perfis verticais de temperatura potencial e velocidade do vento para a sondagem do dia 07 de agosto de 1992 às 03:55 (HL) (Figura 4.12) são os que melhor caracterizam a discretização do modelo de duas camadas. O perfil vertical de razão de mistura, também apresenta um comportamento semelhante ao perfil vertical de concentração proposto no modelo.

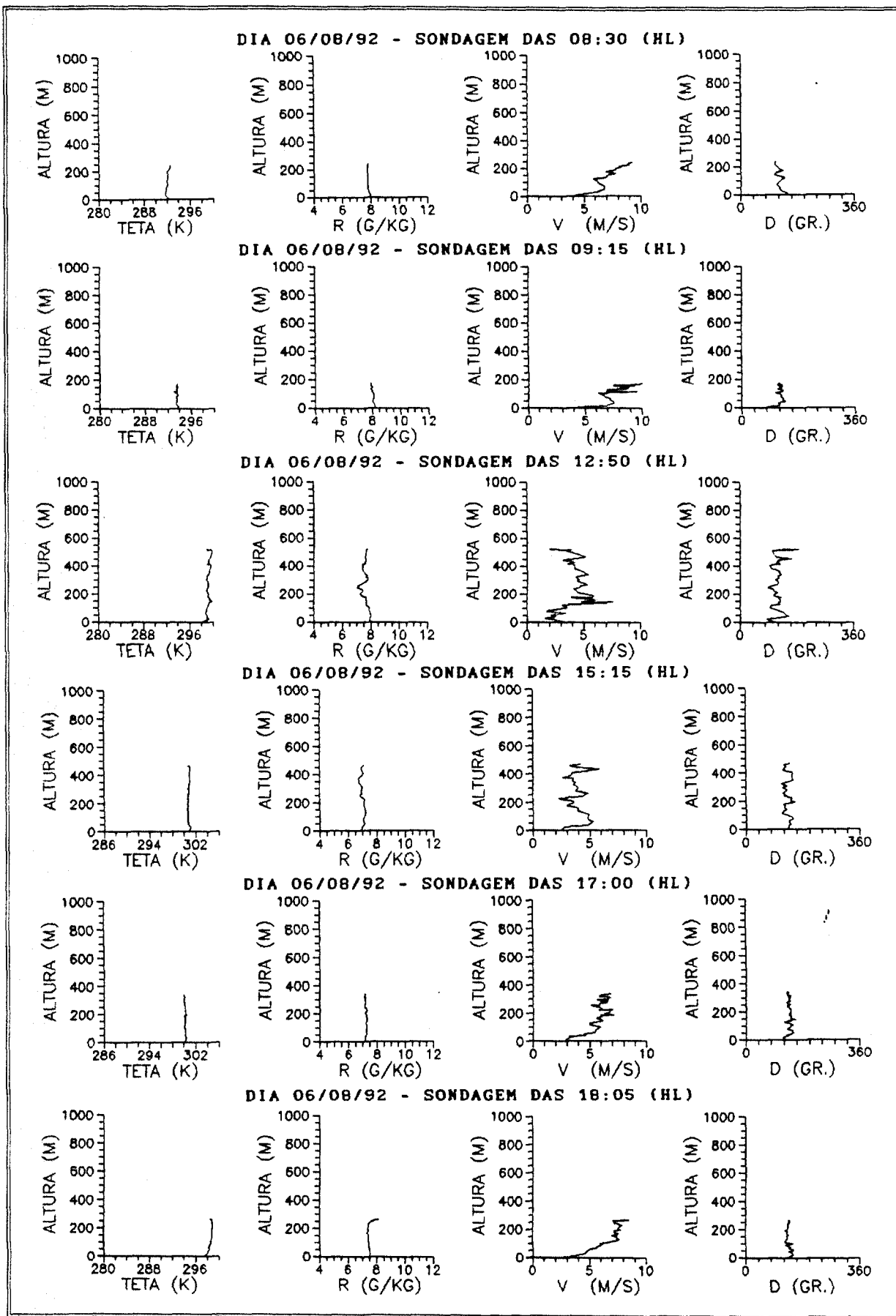


FIGURA 4.11. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período convectivo - dia 06/03/1992 do Experimento Meteorológico IV realizado no CEA. (Fonte: Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)).

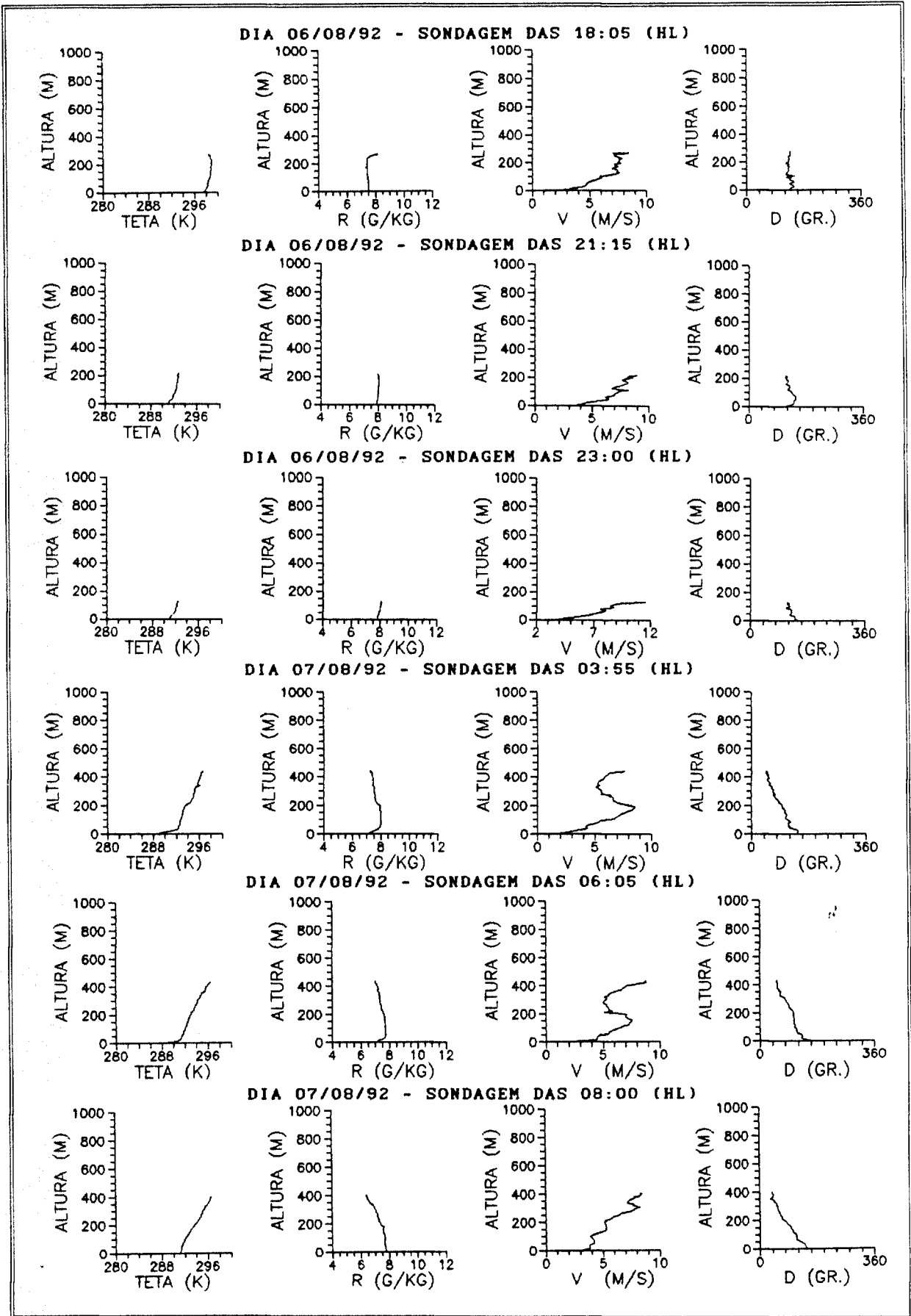


FIGURA 4.12. Evolução temporal dos perfis verticais da temperatura potencial, razão de mistura, velocidade e direção do vento durante o período estável - dias 06 e 07/08/1992 do Experimento Meteorológico IV realizado no CEA. (Fonte Coordenadoria para Projetos Especiais do Ministério da Marinha (COPESP/MM)).

5. SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO MODELO

Neste capítulo são apresentadas e discutidas as simulações numéricas com o modelo de CLP proposto neste trabalho. Também são comparados os resultados das simulações numéricas com os perfis verticais de temperatura potencial, velocidade e direção do vento observados pelas sondagens com o balão-cativo durante a realização do Experimento Meteorológico II.

As simulações numéricas procuram identificar a sensibilidade do modelo e os impactos relativos sobre as estimativas da concentração ambiental quando considerados os termos de advecção e difusão turbulenta horizontal, as diferentes coberturas do solo e de estabilidade atmosférica na região de domínio do modelo, assim como, os diferentes mecanismos de liberação na atmosfera que podem ocorrer normalmente em uma instalação nuclear durante uma situação de acidente ou de rotina.

Este estudo de sensibilidade do modelo numérico também objetiva determinar as melhores condições de contorno e condições iniciais que devem ser utilizadas para reproduzir o desenvolvimento temporal da CLP observada durante a realização dos Experimentos Meteorológicos no Centro Experimental Aramar e cujos resultados foram sumarizados no Capítulo 4.

O vento geostrófico acima do topo da camada de mistura é assumido como sendo constante no tempo e em altura durante todo o período de simulação numérica. Deste modo, o valor inicial da direção do vento geostrófico estimado através das cartas sinóticas às 12 TMG (09 HL) e da velocidade do vento geostrófico estimada a partir do perfil vertical de velocidade das sondagens realizadas durante o mesmo horário são assumidas como sendo constantes no tempo.

Os valores de concentração utilizados são apenas hipotéticos, pois a quantidade de material liberada na atmosfera dependerá das condições operacionais e do inventário de materiais que são características da instalação considerada. Segundo Seinfeld (1975), pode-se assumir que existe uma distribuição uniforme na vertical após o intervalo de tempo que o material liberado desloca-se da distância $2x_L$, onde

$x_L = 0.47(L-H)$ é uma relação empírica proposta por Turner (1969), L é a altura da camada de inversão, e H a altura efetiva de liberação. Nos testes apresentados a seguir, considera-se que ocorre uma liberação instantânea, e que o material estará misturado em toda a profundidade da CM após o intervalo de tempo, t_L , segundo a relação:

$$t_L = \frac{2x_L}{|U_m|} \quad (5.1)$$

onde U_m é a velocidade média da CM convectiva ou estável.

Assumindo-se liberação ao nível do solo, sem efeito de *plume rise*, então $H=0$. Em condições convectivas típicas, por exemplo, $L = 1000$ m e $|U_m^c| = 5$ m.s⁻¹, teremos $t_L = 188$ s (≈ 3 minutos). Em condições estáveis típicas, por exemplo, $L = 300$ m e $|U_m^s| = 7$ m.s⁻¹, teremos $t_L = 40$ s.

5.1. CASO 1/2 DIMENSÃO (Z)

Nesta simulação não são considerados os processos físicos de advecção e difusão turbulenta horizontal. Assume-se que os gradientes horizontais de momento, temperatura potencial e concentração são nulos.

As equações que descrevem a camada de mistura residual no período estável passam a ser descritas pelas próprias equações da camada de mistura convectiva do período diurno. Entretanto, não ocorre entranhamento entre a camada residual e a atmosfera livre pois o fluxo turbulento de calor no topo é nulo.

Os fluxos de momento também são muito pequenos no topo da CM, pois o termo de crescimento da camada residual $\partial h_r / \partial t$ está sujeito apenas a intensidade da velocidade vertical de subsidência do sistema de grande escala localizado sobre a região, de modo que, estes termos são desprezados.

Também não são considerados os termos de *stress* de superfície nas equações

das componentes zonal e meridional da camada residual por causa do desacoplamento do campo de vento na camada residual em relação ao campo de vento na camada estável e do atrito com a superfície. Caracteriza-se a partir deste instante, um vento com características inerciais.

A solução numérica utilizada para resolver o sistema de equações do período convectivo e as equações relativas ao período estável baseiam-se no esquema numérico de diferenças finitas avançado no tempo (*forward in time*) (Roache, 1982). Para o termo de Coriolis, foi utilizado o esquema quase implícito que é condicionalmente estável. As equações discretizadas para os períodos convectivo e estável estão no Anexo A.

A temperatura potencial da superfície, θ_g , é conhecida para cada passo de integração no tempo, e é utilizada para determinar os fluxos turbulentos de calor sensível e de momento na superfície.

As principais condições de contorno (CC) para o modelo são os parâmetros de rugosidade da superfície, z_0 ; de dissipação turbulenta, γ ; as intensidades dos gradientes verticais de temperatura potencial e concentração na atmosfera livre, respectivamente, Γ_θ e Γ_c ; e as componentes do vento geostrófico da atmosfera livre, u_g e v_g .

Os valores das condições iniciais (CI) para as camadas residual e estável são os valores determinados no último passo de integração numérica do período convectivo, ou seja:

Camada Residual

$$u_m^r = u_m^n$$

$$v_m^r = v_m^n$$

$$h^r = h^n$$

Camada Estável

$$u_m^s = u_m^n$$

$$v_m^s = v_m^n$$

$$h^s = h^n$$

$$\theta_m^r{}^0 = \theta_m^n \qquad \theta_G^n < \theta_m^s{}^0 = \theta_m^n - \xi$$

$$C_m^r{}^0 = C_m^n \qquad C_m^s{}^0 = C_m^n$$

onde o índice 'o' indica o valor da variável no instante inicial do período estável, o índice 'n' indica o valor da variável no n-ésimo passo de integração, o índice 'r' indica a variável da CM residual, e o índice 's' indica a variável da CM estável.

A necessidade de uma correção ξ na condição inicial $\theta_m^s(0)$ decorre do fato do modelo numérico definir uma segunda camada estratificada na passagem do período convectivo para o período estável, de modo que, o valor de $\theta_m^s(0)$ deverá estar compreendido no intervalo da diferença de temperaturas ($\theta_m^n - \theta_G^n$). Para as simulações numéricas apresentadas utilizou-se $\xi = 0,001$ K.

5.1.1. TESTES DE SENSIBILIDADE

A Tabela 5.1 apresenta as condições iniciais e condições de contorno assumidas durante a realização dos testes de sensibilidade do modelo numérico. O passo de integração no tempo, Δt , para todos os experimentos da Tabela 5.1 foi mantido constante com valor igual a 360 s. Testes realizados com intervalos de tempo menores que 360 s, como por exemplo, 180 s e 90 s não apresentaram resultados significativamente diferentes.

Para todos os experimentos de sensibilidade utilizou-se a curva de temperatura potencial de superfície, θ_G , dos dias 16 e 17 de março de 1991 relativas ao Experimento Meteorológico II, devido à ausência de nebulosidade.

O termo de fluxo turbulento de concentração de radionuclídeos na superfície é considerado nulo (emissão instantânea). O valor de concentração no instante inicial, $C_m(0)$, é proposto apenas para fins de simulação, e pode ser interpretado como o valor médio final de uma emissão que se misturou em toda a profundidade da

CM convectiva existente no instante $t_0 = 09$ horas. Utilizando a Eq.(5.1) para uma altura da camada de inversão de 200 m e velocidade do vento média de 5 m.s^{-1} esta liberação deverá estar misturada 20 s após o instante inicial.

TABELA 5.1. Condições de contorno e condições iniciais assumidas para a realização dos experimentos numéricos de sensibilidade com o modelo de CLP. Não são considerados os processos físicos de advecção e difusão horizontal.

PARÂMETRO	EXPERIMENTO NUMÉRICO				
	1	2	3	4	5
Γ_{θ} ($\text{K} \cdot \text{m}^{-1}$)	0,006	0,006	0,006	0,006	0,006
Γ_c ($\text{Ci} \cdot \text{m}^{-4}$)	-0,001	-0,001	-0,001	-0,001	-0,001
w_h ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
u_g ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	-5,0	-5,0	-5,0	-5,0	-5,0
v_g ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0
D_g (graus)	135	135	135	135	135
z_0 (m) ^{/1/}	0,010	0,040	0,100	0,010	0,010
γ (m^{-1})	0,001	0,001	0,001	0,000	0,007
u_m^0 ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	-2,0	-2,0	-2,0	-2,0	-2,0
v_m^0 ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0
D_m^0 (graus)	160	160	160	160	160
h^0 (m)	200	200	200	200	200
θ_m^0 (K)	298,5	298,5	298,5	298,5	298,5
θ_{AL}^0 (K)	299,0	299,0	299,0	299,0	299,0
C_m^0 ($\text{Ci} \cdot \text{m}^{-3}$)	100	100	100	100	100
C_{AL}^0 ($\text{Ci} \cdot \text{m}^{-3}$)	1	1	1	1	1
θ_G^0 (K)	301,5	301,5	301,5	301,5	301,5

/1/ Os valores do parâmetro de rugosidade da superfície foram escolhidos em função do tipo de terreno e vegetação mais representativos em torno do CEA, e em função dos valores sugeridos por Pielke (1984).

TABELA 5.1 (Cont.). Condições de contorno e condições iniciais assumidas para a realização dos experimentos numéricos de sensibilidade com o modelo de CLP. Não são considerados os processos físicos de advecção e difusão horizontal.

PARÂMETRO	EXPERIMENTO NUMÉRICO					
	6	7	8	9	10	11
Γ_{θ} ($K \cdot m^{-1}$)	0,004	0,010	0,006	0,006	0,006	0,006
Γ_C ($Cl \cdot m^{-4}$)	-0,001	-0,001	-0,001	-0,001	-0,001	-0,001
w_h ($m \cdot s^{-1}$)	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
u_g ($m \cdot s^{-1}$)	-5,0	-5,0	-7,0	0,0	-5,0	-5,0
v_g ($m \cdot s^{-1}$)	5,0	5,0	0,0	7,0	5,0	5,0
D_g (graus)	135	135	90	180	135	135
z_0 (m) /1/	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010
γ (m^{-1})	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
u_m^0 ($m \cdot s^{-1}$)	-2,0	-2,0	-2,0	-2,0	-5,5	0,0
v_m^0 ($m \cdot s^{-1}$)	5,0	5,0	5,0	5,0	0,0	5,5
D_m^0 (graus)	160	160	160	160	90	180
h^0 (m)	200	200	200	200	200	200
θ_m^0 (K)	298,5	298,5	298,5	298,5	298,5	298,5
θ_{AL}^0 (K)	299,0	299,0	299,0	299,0	299,0	299,0
C_m^0 ($Cl \cdot m^{-3}$)	100	100	100	100	100	100
C_{AL}^0 ($Cl \cdot m^{-3}$)	1	1	1	1	1	1
θ_G^0 (K)	301,5	301,5	301,5	301,5	301,5	301,5

/1/ Os valores do parâmetro de rugosidade da superfície foram escolhidos em função do tipo de terreno e vegetação mais representativos em torno do CEA, e em função dos valores sugeridos por Pielke (1984).

A seguir são apresentados os resultados dos testes de comparação entre os EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1 a 11. O EXPERIMENTO NUMÉRICO 1 é considerado como sendo o que melhor reproduz a evolução temporal dos perfis verticais médios de temperatura potencial, velocidade e direção do vento durante os dias 16 e 17/03/91 do Experimento Meteorológico II.

As condições iniciais para simular o EXPERIMENTO 1 foram baseadas nas informações da sondagem com o balão-cativo do dia 16/03/1991 às 09:00 (HL), e na carta sinótica de superfície das 12 TMG que foram apresentadas anteriormente na seção 4.2. O valor de $z_0 = 0,01$ m é considerado como sendo representativo para a região circunvizinha ao CEA.

As Figuras 5.1 a 5.5 apresentam a influência da utilização de diferentes valores de rugosidade da superfície, z_0 ; de dissipação turbulenta, γ ; do gradiente vertical de temperatura potencial, Γ_θ ; das componentes do vento geostrófico na atmosfera livre, u_g e v_g ; e das componentes do vento médio na CM, u_m e v_m ; sobre a evolução dos seguintes parâmetros:

- a) altura da CM: (h_{conv} = convectivo, h_{res} = residual, h_{est} = estável)
- b) temperatura potencial da superfície e CM: (θ_{sup} = superfície, θ_{conv} = convectivo, θ_{res} = residual, θ_{est} = estável)
- c) concentração: (C_{conv} = convectivo, C_{res} = residual, C_{est} = estável)
- d) fluxo vertical turbulento de calor sensível: ($(\overline{w'\theta'})_0$ = superfície, $(\overline{w'\theta'})_h$ = topo da CLP)
- e) velocidade de atrito (u_*)
- f) balanço entre produção mecânica e dissipação mecânica e térmica ($G_* - D_*$)
- g) número de Richardson integrado (Ri_b)
- h) taxa de resfriamento radiativo.

EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1,2 E 3

De um modo geral, os testes indicam que quanto maior o valor de z_0 , maior é a altura da CM durante o período convectivo (Figura 5.1). Durante o período estável a altura da CM estável será menor, apesar das variações serem pequenas. Esta dependência direta é resultado do fato da altura da CM ser diretamente proporcional ao fluxo turbulento de calor sensível na superfície $(\overline{w'\theta'})_0$ durante o período convectivo, enquanto que, no período estável o fluxo de calor sensível na superfície é negativo (vide Eq.(3.22)).

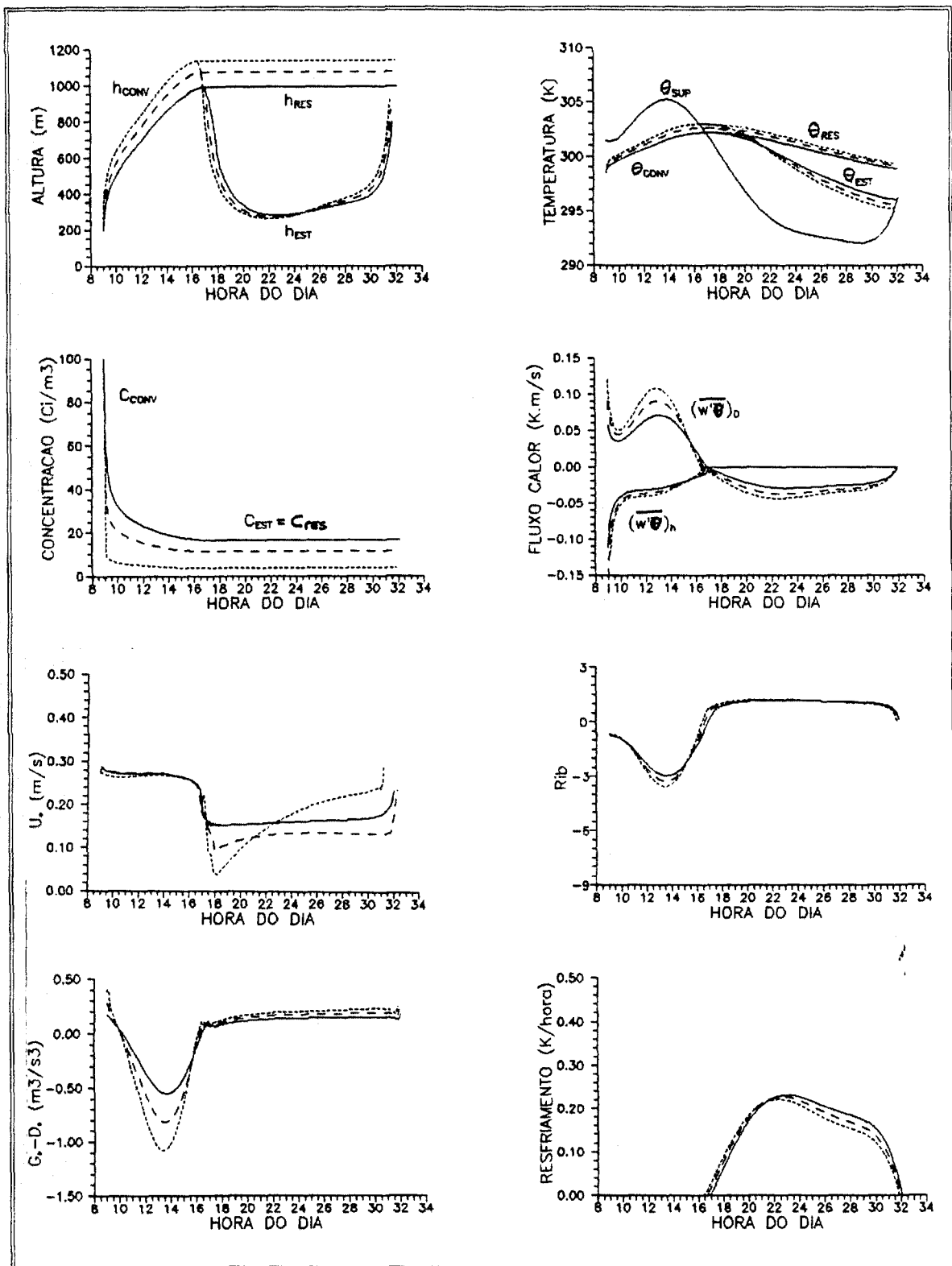


FIGURA 5.1. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência da variação do parâmetro de rugosidade da superfície, z_0 . Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 2 e 3. $z_0 = 0,01$ m (—), $z_0 = 0,04$ m (- -), $z_0 = 0,10$ m (— —).

Para valores de $z_0 = 0,1$ m (-----) o topo da CM convectiva é de 1150 m, para $z_0 = 0,04$ m (- -) o topo da CM é de 1075 m, e para $z_0 = 0,01$ m (—) o topo da CM é de 1000 m. Pode-se concluir que aumentando-se o valor de z_0 em uma ordem de magnitude, o modelo produz um aumento da CM convectiva da ordem de 15 %. Variações de z_0 desta ordem de magnitude apresentam pouco impacto na altura da CM estável.

Os valores de temperatura potencial no regime convectivo e estável são afetados pela variação de z_0 , chegando a existir uma diferença máxima de 1,0 K ao final dos períodos convectivo e estável. Apesar de relativamente pequena esta diferença na temperatura potencial, ela determina que o início da transição não seja igual para diferentes valores de z_0 .

A concentração de radionuclídeos está relacionada com a evolução da CM no período convectivo, por exemplo, às 10 HL a concentração de radionuclídeos com $z_0 = 0,1$ m é cerca de 400 % menor do que para $z_0 = 0,01$ m. Durante o período estável esta variação é de 200 % para os mesmos valores de z_0 . Esta constatação de que não ocorre uma diminuição da concentração com o crescimento da CM estável esta ligada ao fato de que não existe gradiente vertical de concentração na CM residual, e que não existe remoção de radionuclídeos na superfície.

Os valores de u_* variam sensivelmente em função de z_0 , com u_* da ordem de $0,36 \text{ m.s}^{-1}$ para $z_0 = 0,1$ m, diminuindo para $0,28 \text{ m.s}^{-1}$ para $z_0 = 0,01$ m durante o período convectivo. No período estável u_* varia de $0,18 \text{ m.s}^{-1}$ para $z_0 = 0,1$ m a $0,14 \text{ m.s}^{-1}$ para $z_0 = 0,01$ m. Este decréscimo em u_* entre o período convectivo e estável está relacionado à estabilização da atmosfera depois do período de transição, como pode ser observado através da mudança de sinal de negativo para positivo do número de Richardson integrado, Ri_B .

Durante o período convectivo ocorre um mínimo relativo no balanço ($G_* - D_*$) para $z_0 = 0,1$ m em relação a $z_0 = 0,01$ m. Este comportamento pode ser analisado do ponto de vista do armazenamento de energia cinética turbulenta (ECT) que é maior quanto maior for a altura da CM e, considerando que a dissipação total (D_*) durante o período convectivo é proporcional a produção térmica e mecânica, então, a dissi-

pação será maior que o termo de produção mecânica (G_*). No período estável a dissipação total é proporcional apenas a produção mecânica, o que estabelece um balanço positivo capaz de sustentar o crescimento da altura da CM estável.

O termo de resfriamento radiativo apresenta variações que estão relacionadas às diferentes estimativas da temperatura potencial da CM estável, uma vez que, esse termo é um balanço entre a temperatura de superfície e a temperatura da CM estável.

EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1,4 E 5

Ao contrário da rugosidade da superfície, os testes realizados indicam que quanto maior o valor do parâmetro de dissipação turbulenta, γ , menor é a altura da CM durante o período convectivo e estável (Figura 5.2), além disso, o impacto na evolução temporal da CLP é muito maior. O crescimento da CM é menor para valores maiores de γ porque o processo de dissipação molecular atua sobre os turbilhões menores que ocorrem próximos à superfície, e estão associados a produção mecânica de ECT. No período de transição a altura da CM estável é determinada próxima a superfície para $\gamma = 0,007$ pois a dissipação estará atuando sobre os vórtices com dimensões da camada limite superficial (CLS).

A máxima altura da CM convectiva para $\gamma = 0,0$ (- -) foi de 1150 m, para $\gamma = 0,001$ (—) foi de 1000 m, e para $\gamma = 0,007$ (—) foi de 850 m. Verificou-se que existe um limite para aumentar a taxa de dissipação, sendo esse limite da ordem de $\gamma = 0,007$.

A evolução da temperatura potencial na CM convectiva não se mostra sensível para diferentes valores do parâmetro de dissipação turbulenta, enquanto que, para o período estável, a temperatura da camada estável diverge acentuadamente para cada um dos valores de γ , chegando a existir diferenças de até 5 K ao final do período estável, o que determina diferentes instantes de transição do período estável para o novo período convectivo. Este comportamento se deve a razão entre o termo de fluxo de calor sensível na superfície e a altura da CM estável da Eq.(3.3), que

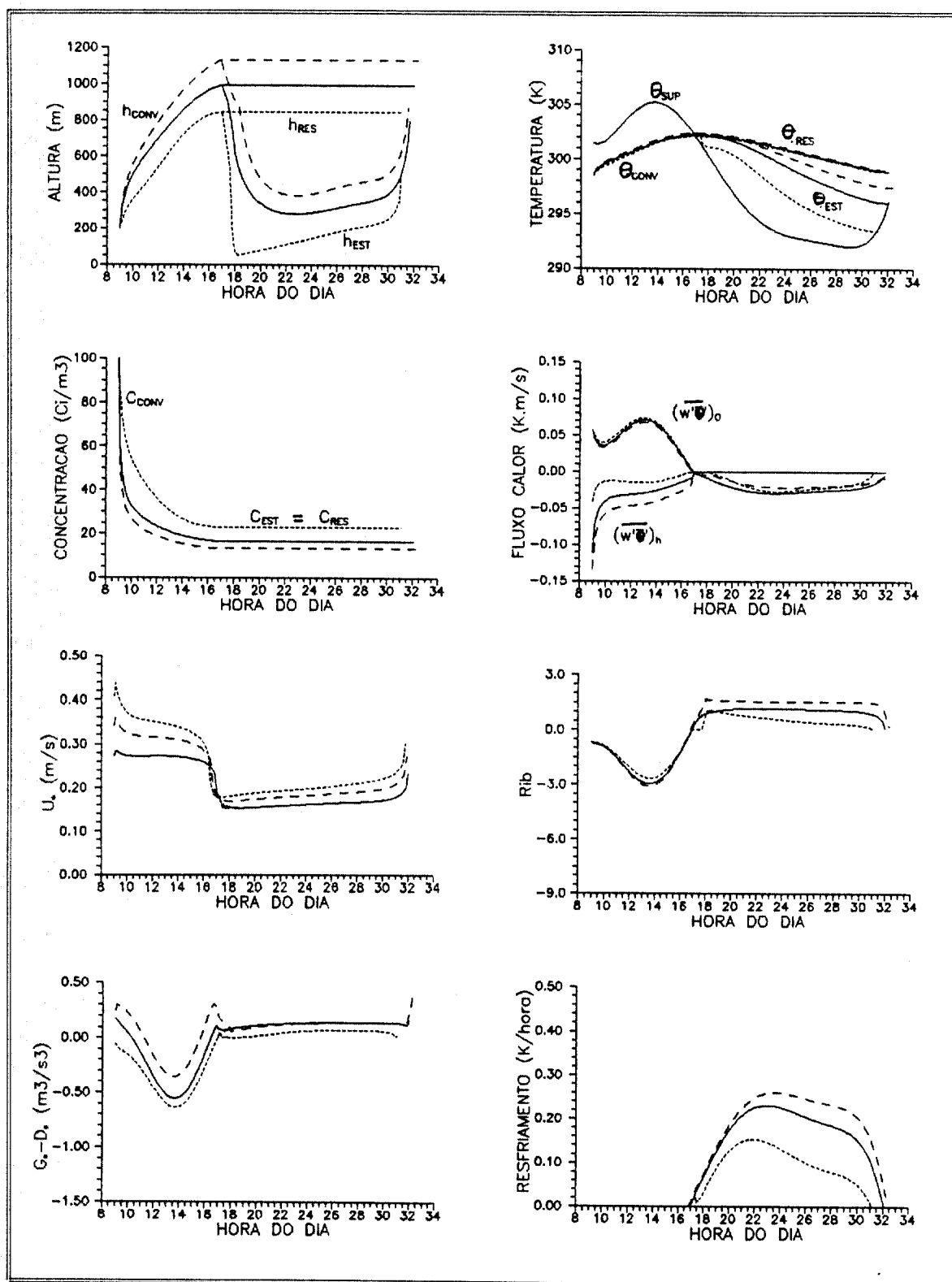


FIGURA 5.2. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência da variação do parâmetro de dissipação turbulenta, γ . Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 4 e 5. $\gamma = 0,001$ (—), $\gamma = 0,0$ (- -), $\gamma = 0,007$ (- · -).

é mais negativo para maiores valores de γ , o que possibilita um resfriamento mais intenso da camada estável.

A evolução temporal da concentração de radionuclídeos na CM também variam em função do valor de dissipação turbulenta. Por exemplo, às 10 HL as diferenças máximas de concentração são 100 % menores para $\gamma = 0,0$ em relação a $\gamma = 0,007$. No período estável esta diferença está em torno de 80 %.

Durante o período convectivo ocorre um mínimo absoluto no balanço ($G_* - D_*$) para $\gamma = 0,007$ m em relação a $\gamma = 0,01$ m. Este comportamento também pode ser explicado através do armazenamento de ECT na camada. Entretanto, como a dissipação devido a produção térmica é menor neste caso, uma vez que, as intensidades do fluxo turbulento de calor sensível $(\overline{w'\theta'})_0$ são pequenas, então a dissipação total (D_*) durante o período convectivo também é menor, de modo que, o mínimo relativo neste caso é menor do que o observado para z_0 . No período estável a dissipação total é novamente proporcional apenas a produção mecânica o que estabelece um balanço positivo capaz de sustentar o crescimento da altura da CM estável.

O termo de resfriamento radiativo apresenta grandes variações devido a grande variabilidade da temperatura potencial da CM estável, uma vez que, este termo é o balanço entre a temperatura de superfície e a temperatura da CM estável.

EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 6 E 7

Os testes realizados mostram que quanto mais intenso é o gradiente vertical de temperatura potencial, Γ_θ , menor será a altura do topo da CM durante o período convectivo (Figura 5.3). Essa constatação decorre do fato de que quanto maior for o gradiente vertical de temperatura, menor será a taxa de entranhamento de ar estável no interior da CM convectiva, ou seja, quanto maior a estabilidade maior será o trabalho que a turbulência faz para penetrar na atmosfera livre. Por outro lado, quanto menor for o valor do gradiente vertical Γ_θ , maior será a taxa de entranhamento e conseqüentemente maior será a altura do topo da CM no período convectivo.

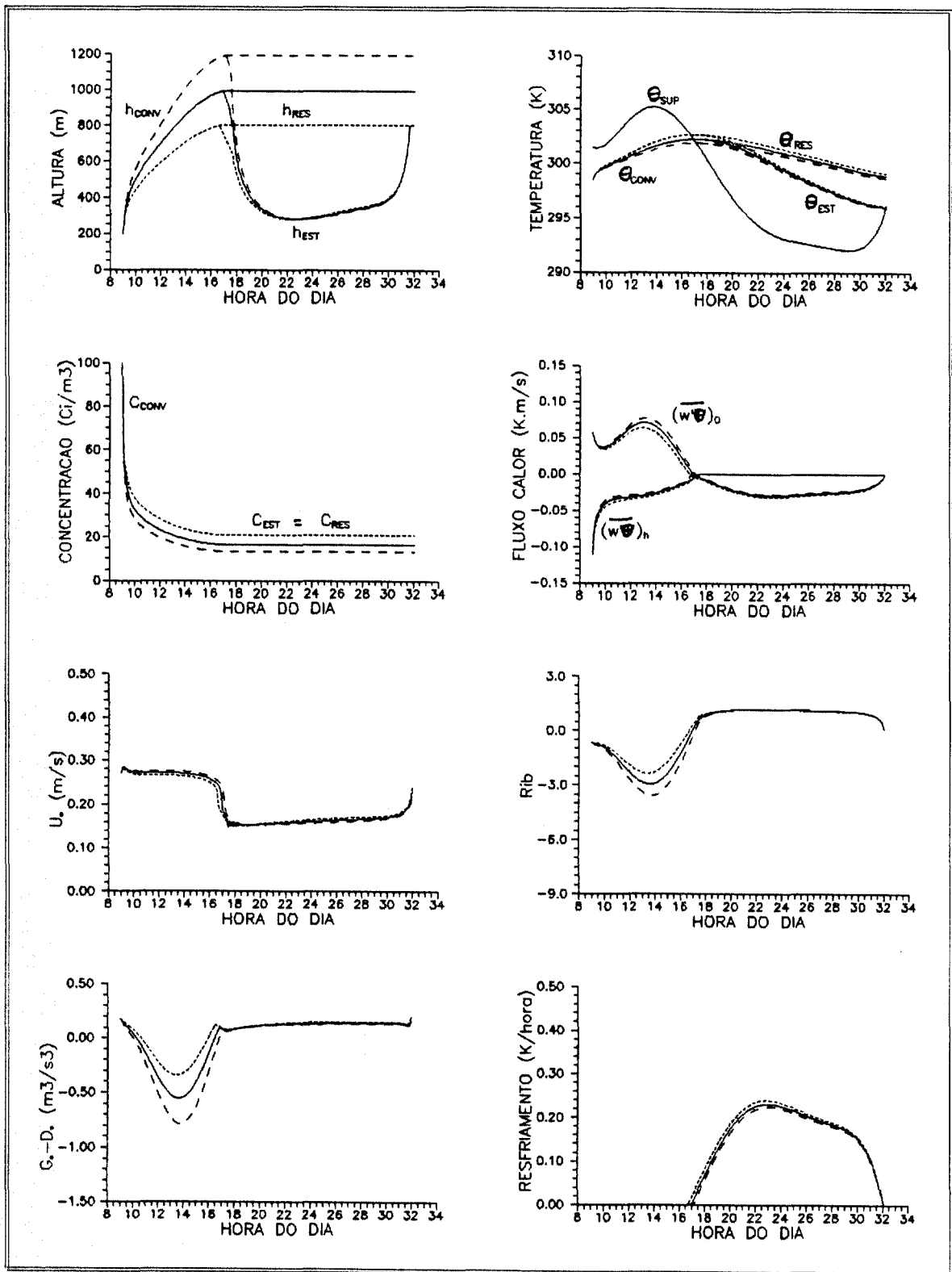


FIGURA 5.3. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência da variação do gradiente vertical de temperatura potencial da atmosfera livre, Γ_θ . Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 6 e 7. $\Gamma_\theta = 0,006$ K/m (—), $\Gamma_\theta = 0,004$ K/m (- -), $\Gamma_\theta = 0,01$ K/m (- · - ·).

Os resultados numéricos mostram que para $\Gamma_{\theta} = 0,004 \text{ K.m}^{-1}$ (- -) a altura máxima da CM é de 1200 m, para $\Gamma_{\theta} = 0,006 \text{ K.m}^{-1}$ (—) a altura da CM é de 1000 m, e para $\Gamma_{\theta} = 0,01 \text{ K.m}^{-1}$ (———) a altura da CM é de 800 m. A estabilidade da atmosfera livre não afeta o crescimento da camada estável, uma vez que, a CM estável tem seu desenvolvimento controlado apenas pelo termo de geração mecânica.

A temperatura da CM convectiva é ligeiramente afetada pela variação de Γ_{θ} pois o termo $(\overline{w'\theta'})_0/h$ da Eq.(3.3) é positivo e será maior quanto menor for a altura da CM convectiva, o que representa um aquecimento da camada quando são utilizados valores de estabilidade mais intensos. Esta diferença chega a ser de 1.0 K ao final do período convectivo entre $\Gamma_{\theta} = 0,01 \text{ K/m}$ e $\Gamma_{\theta} = 0,004 \text{ K/m}$. A temperatura da CM residual e CM estável não são afetadas sensivelmente pela variação de Γ_{θ} , e a razão dessa pequena variação está associada às estimativas do fluxo turbulento de calor sensível na superfície, $(\overline{w'\theta'})_0$, que não apresentam diferenças acentuadas para os valores de Γ_{θ} utilizados.

A concentração de radionuclídeos a partir das 09:30 HL, para $\Gamma_{\theta} = 0,01 \text{ K/m}$ é cerca de 60 % superior do que para $\Gamma_{\theta} = 0,004 \text{ K/m}$, porque a altura da CM no período convectivo é acentuadamente maior numa atmosfera livre mais neutra.

O balanço entre a geração mecânica e a dissipação total mostra um mínimo relativo para o menor valor de Γ_{θ} porque quanto maior a altura da CM, maior será a ECT e conseqüentemente, maior deverá ser a dissipação molecular. O termo de resfriamento radiativo na CM estável não apresenta grande variação devido a pequena variabilidade da temperatura potencial da CM estável.

EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1,8 E 9 / 1, 10 E 11

A evolução temporal da CLP a partir de diferentes inicializações das componentes horizontais do vento geostrófico na atmosfera livre, u_g e v_g (Figura 5.4); e diferentes inicializações das componentes horizontais do vento médio na CM convectiva, u_m e v_m (Figura 5.5); não mostram diferenças significativas.

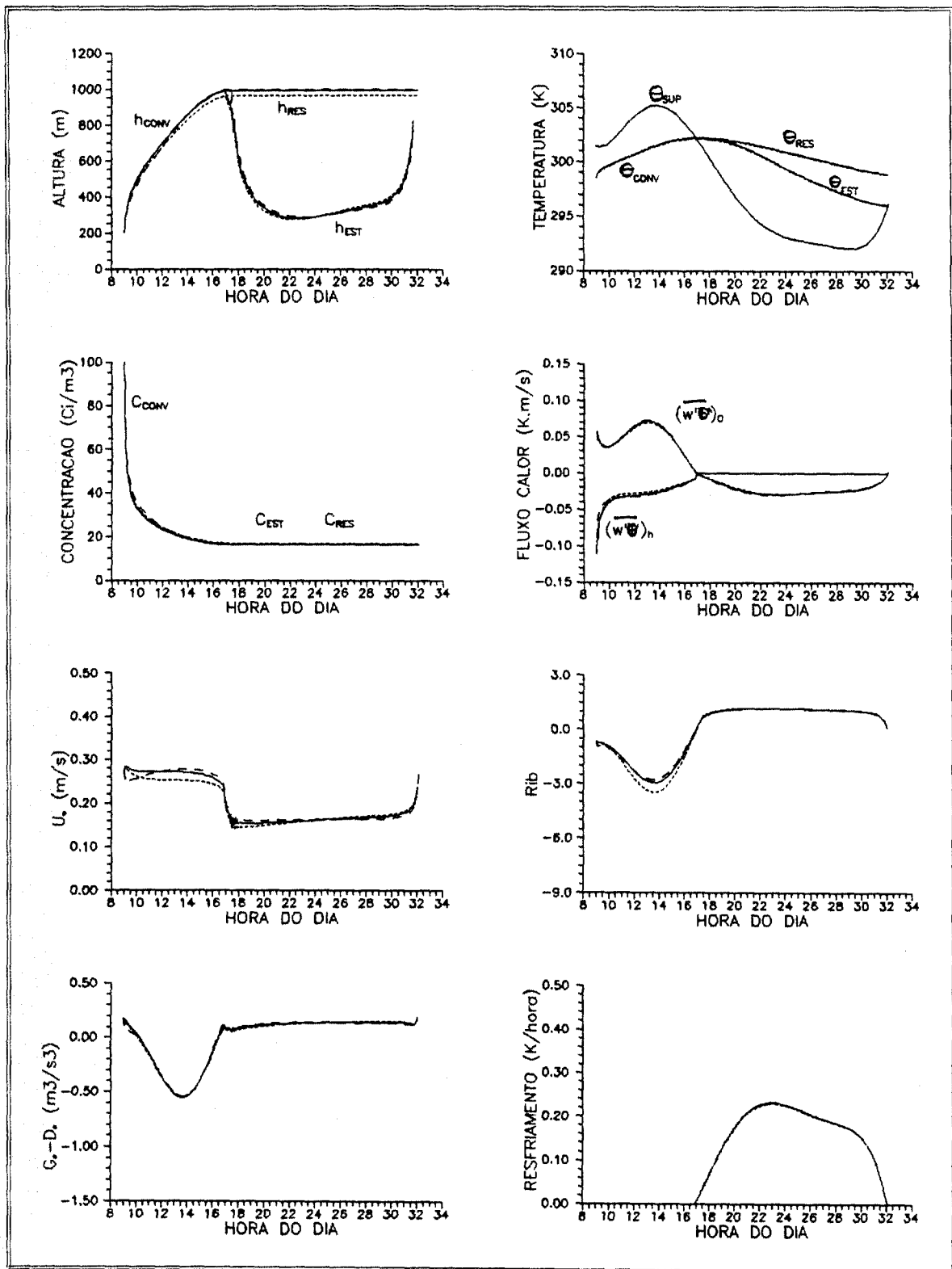


FIGURA 5.4. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência de diferentes condições iniciais para as componentes horizontais do vento geostrófico, $u_g(0)$ e $v_g(0)$. Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 8 e 9. $u_g(0) = -5 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_g(0) = 5 \text{ m.s}^{-1}$ (—) $u_g(0) = -7 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_g(0) = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (- -), $u_g(0) = 0 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_g(0) = 7 \text{ m.s}^{-1}$ (— —).

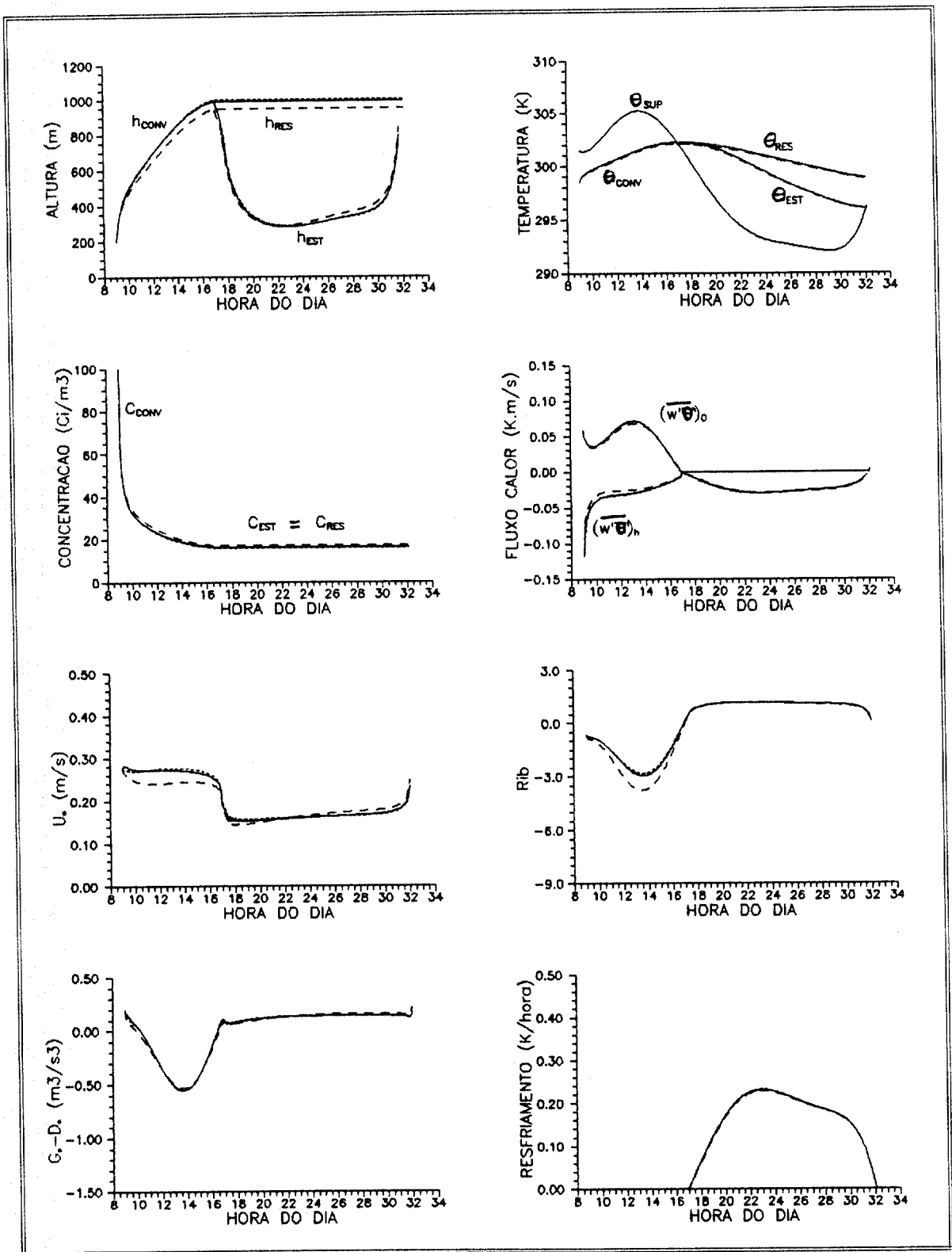


FIGURA 5.5. Simulação numérica do modelo de CLP considerando a influência de diferentes condições iniciais para as componentes horizontais do vento médio na CM, $u_m(0)$ e $v_m(0)$. Os resultados correspondem às condições de contorno e condições iniciais dos EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 1, 10 e 11. $u_m(0) = -2 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_m(0) = 5 \text{ m.s}^{-1}$ (—), $u_m(0) = -5.5 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_m(0) = 0 \text{ m.s}^{-1}$ (- -), $u_m(0) = 0 \text{ m.s}^{-1}$ e $v_m(0) = 5.5 \text{ m.s}^{-1}$ (—).

A Figura 5.6 apresenta um esquema ilustrativo de como foram definidas as condições iniciais de velocidade do vento geostrófico e velocidade no interior da CM convectiva dos Experimentos 1, 8, 9, 10 e 11.

Este comportamento deve-se ao fato de que todos os termos das equações utilizadas, exceto as equações de momento, não utilizam o valor das componentes do vetor velocidade do vento, mas apenas o módulo da velocidade do vento que ambas definem. Apesar das forçantes de superfície (Eq.(3.34) e Eq.(3.5a,b)) dependerem somente do movimento diretamente através da velocidade de atrito, u_* , as variações de momento determinadas pelo modelo numérico (vide u_* nas Figuras 5.4 e 5.5), para estas condições, não são significativas.

A altura da CM convectiva está compreendida entre 950 e 1000 m. A evolução temporal da temperatura e concentração médias para as CM convectiva, residual e estável não apresentam desvios superiores a 5% nas situações analisadas.

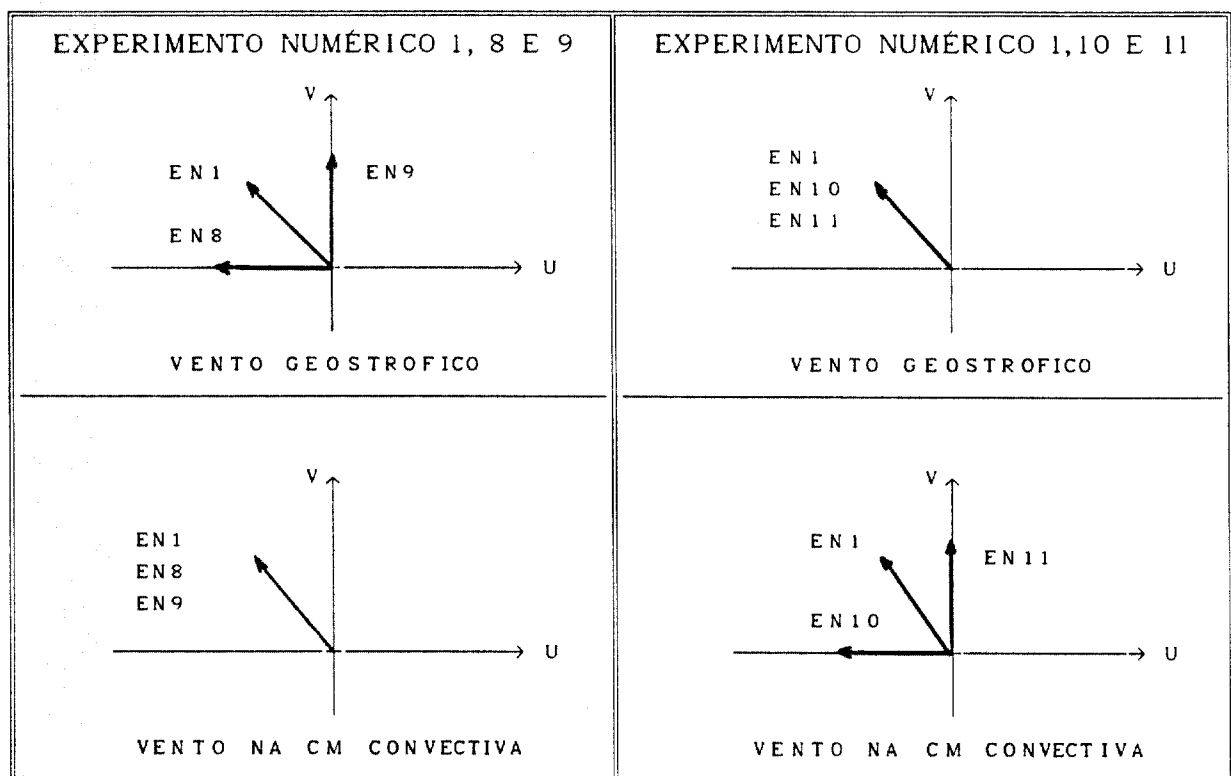


FIGURA 5.6. Condições iniciais da velocidade e direção do vento na atmosfera livre e na CM durante os EXPERIMENTOS NUMÉRICOS (EN) 1, 8, 9 e 1, 10, 11.

5.1.2. JATOS DE BAIXOS NÍVEIS

Os ventos na camada estável possuem características muito complexas, sendo que nos primeiros 10 m a direção do vento é determinada pela topografia local, e a velocidade do vento é governada pelo empuxo, fricção e entranhamento (Stull, 1988). Acima da camada estável as forçantes sinóticas e de mesoescala são consideradas muito importantes, e a velocidade do vento pode apresentar um máximo com a altura, denominando-se esse vento máximo de jato noturno de baixos níveis (JNBN).

De maneira geral, em latitudes médias o jato noturno de baixos níveis tem velocidade máxima entre 10 a 20 m.s^{-1} , e localiza-se entre 100 a 400 m de altura. Em baixas latitudes, os jatos de baixos níveis estão associados a forçantes topográficas ou térmicas de superfície, e apresentam intensidade e distribuição vertical similares às de latitudes médias (Greco *et al.* (1992) e Oliveira e Fitzjarrald (1993)).

Neste trabalho a definição do jato noturno de baixos níveis utilizada é a sugerida por Stull (1988), ou seja, o jato noturno ocorre quando existe um máximo de velocidade relativa superior a 2 m.s^{-1} em relação a velocidade da CM residual.

Com base na análise apresentada no Capítulo 4, a região onde se encontra implantado o CEA caracterizou-se pela presença de jatos noturnos de baixos níveis durante os Experimentos Meteorológicos de campo (ver exemplo na Figura 4.12). O período de oscilação inercial nesta região ($\approx 23.2^\circ$ de latitude Sul) é da ordem de 30,7 horas, o que possibilita a formação de jatos devido à oscilação inercial do escoamento na CM residual.

Para verificar a performance do modelo de duas camadas com relação a possibilidade de reproduzir o padrão médio de velocidade e direção durante os períodos convectivo e estável, assim como, verificar a hipótese dos jatos observados na região de Iperó (SP) serem produzidos pela oscilação inercial, utilizou-se o modelo de duas camadas proposto no Capítulo 3 para simular o vento na camada limite planetária a partir das condições iniciais e de contorno da Tabela 5.1.

A presença do jato noturno de baixos níveis, é detectada pelo modelo a partir da aceleração do perfil de vento observado na camada residual. A extensão do jato noturno dificilmente se verifica por toda a profundidade da camada residual no entanto, a parametrização do modelo durante o período estável força uma aceleração inercial de toda a camada de mistura residual.

O aumento do valor do parâmetro de rugosidade da superfície, z_0 , ou do parâmetro de estabilidade atmosférica, Γ_θ , está associado a uma intensificação do jato noturno (Figuras 5.8A e 5.8C). Esse fato pode ser analisado a partir da constatação de que no período diurno, valores maiores de z_0 ou de Γ_θ produzem valores menores de velocidade na CM convectiva, ou seja, o vetor diferença entre o vento geostrófico e o vento na CM, $(U_g - U_m^c)$, no instante da transição para o período estável é que irá determinar a máxima intensidade do jato noturno de baixos níveis no decorrer do período estável.

A Figura 5.7 apresenta uma esquematização de como a intensidade do vento geostrófico e diferentes valores de velocidade média da CM convectiva ao final do período diurno, estimados pela variação do parâmetro de rugosidade da superfície, determinam as prováveis intensidades máximas dos jatos noturnos de baixos níveis em virtude do efeito de oscilação inercial do campo de vento na camada residual.

A velocidade máxima do jato deverá ocorrer quando a diferença $(U_g - U_m^r)$ for mínima, ou seja, a velocidade do vento na CM residual, $U_m^r = U_g + (U_g - U_m^c)$, for máxima.

A diminuição da velocidade do vento na CM convectiva quando são utilizados valores maiores de z_0 , pode ser constatado a partir da intensificação do termo de atrito das Eq.(3.1) e (3.2), devido ao aumento da velocidade de atrito, u_* (Figura 5.1). Esta análise também é válida para explicar a influência da diminuição da velocidade na CM convectiva quando Γ_θ é grande, pois como a velocidade de atrito não é muito sensível para os diferentes Γ_θ , então um valor menor da altura da CM é que vai definir a intensificação do atrito, e a conseqüente remoção de momento.

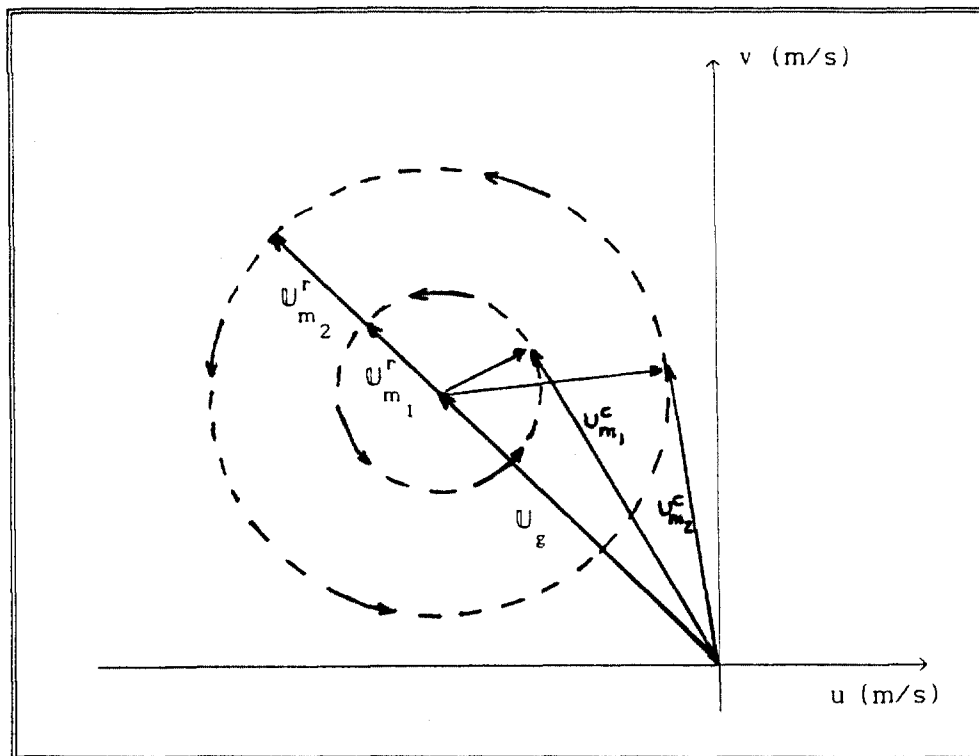


FIGURA 5.7. Representação da intensidade máxima do jato noturno de baixos níveis devido a diferentes valores de velocidade do vento na CM convectiva ao final do período diurno em relação ao vento geostrófico na interface entre a atmosfera livre e a camada limite planetária. Assume-se $U_{m1}^c > U_{m2}^c$ e $U_g = \text{cte}$ para fins de comparação, U_{m1}^r e U_{m2}^r são as respectivas velocidades do vento na CM residual.

Os testes indicam que quanto maior o parâmetro de dissipação turbulenta, γ , menor a altura da CM (Figura 5.2). Desta forma, maior será o efeito do atrito sobre o vento na CM convectiva. O vento máximo na Figura 5.8B pode ser interpretado como sendo causado pelo maior valor de γ utilizado nas simulações ($\gamma = 0,007$).

Variações nas condições iniciais do vento geostrófico não afetam de maneira drástica a evolução temporal do vento, e a intensidade do jato noturno independe da solução do vento geostrófico (Figura 5.8D). A inicialização das simulações numéricas mantendo-se o módulo da velocidade e variando-se apenas a direção inicial na CM, também não afetam a intensidade do jato noturno (Figura 5.8E).

A determinação da direção e intensidade do jato noturno de baixos níveis tem um impacto bastante grande no caso do transporte horizontal de poluentes na atmosfera. Por exemplo, no caso de ocorrer uma liberação na camada residual (acima

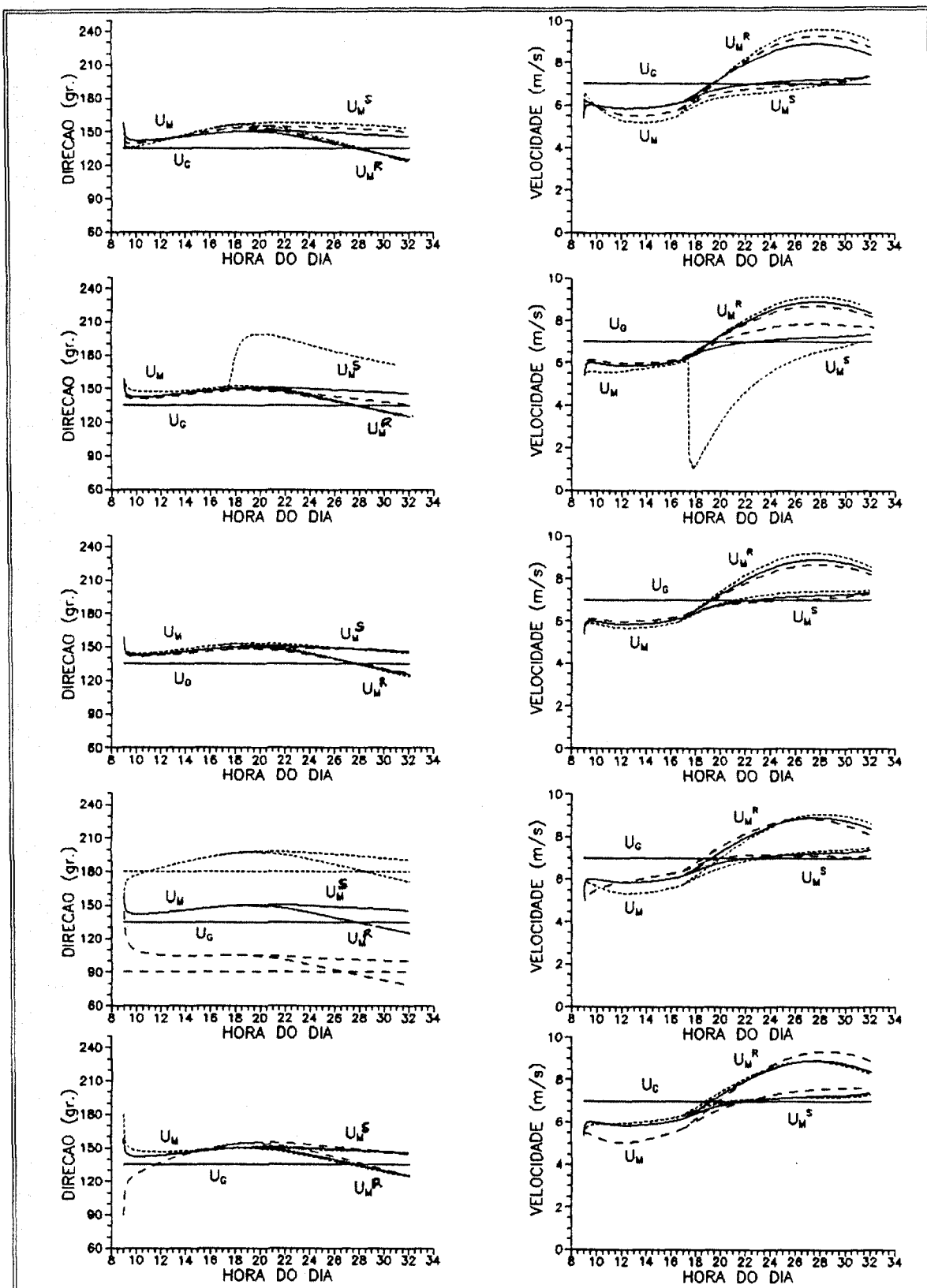


FIGURA 5.8. Evolução temporal da velocidade e direção do vento no interior da CM durante os períodos convectivo e estável. (A) Experimento 1 (—), Experimento 2 (- -) e Experimento 3 (- · -). (B) Experimento 1 (—), Experimento 4 (- -) e Experimento 5 (- · -). (C) Experimento 1 (—), Experimento 6 (- -) e Experimento 7 (- · -). (D) Experimento 1 (—), Experimento 8 (- -) e Experimento 9 (- · -). (E) Experimento 1 (—), Experimento 10 (- -) e Experimento 11 (- · -).

de 200-300 m), o material será transportado em uma direção que pode chegar a ser 30° ou 40° diferente daquela que normalmente é registrada pela instrumentação meteorológica de superfície, e maior velocidade do vento na camada residual pode fazer com que o material liberado seja transportado para regiões distantes mais rapidamente do que o previsto através de observações na camada limite superficial ou CM estável.

5.1.3. COMPARAÇÃO COM AS OBSERVAÇÕES

Como mencionado anteriormente, o modelo de duas camadas é proposto com a finalidade de aplicá-lo operacionalmente para auxiliar no controle de liberações de radionuclídeos em instalações nucleares. Em vista disto, procurou-se avaliar a capacidade do modelo em prognosticar a evolução da CLP através das comparações com os perfis verticais de temperatura potencial, velocidade e direção do vento que foram obtidos durante a realização dos experimentos meteorológicos realizados no CEA.

Nesta parte do trabalho, são consideradas como representativas as informações dos perfis verticais obtidos entre os dias 16 e 17 de março de 1991 do Experimento Meteorológico II e apresentados no Capítulo 4. Apesar da disponibilidade de informações de balão-cativo para os outros dois experimentos apresentados no Capítulo 4, não se conhece a evolução temporal da temperatura potencial da superfície durante o Experimento Meteorológico I, assim como, não estavam concluídas as análises relativas ao Experimento Meteorológico IV durante o decorrer deste trabalho.

Na Figura 5.9 são apresentadas as sondagens realizadas no decorrer dos dias 16 e 17 de março de 1991 e os respectivos resultados numéricos obtidos a partir das condições iniciais e de contorno especificados na Tabela 5.1 para o EXPERIMENTO NUMÉRICO 1. A sondagem é representada por pontos e a solução numérica do modelo de duas camadas pela curva contínua.

Com base nos resultados do Capítulo 4, utilizou-se como condição inicial a sondagem das 09:00 HL, onde é assumido que o topo da CM está em torno de 200 m, que a temperatura potencial média da CM é de 298,5 K, e que a velocidade média do vento

é de $5,5 \text{ m.s}^{-1}$ com direção SSE ($\approx 160^\circ$). A velocidade do vento geostrófico no topo da CM é estimada em torno de 7 m.s^{-1} com direção SE ($\approx 135^\circ$) de acordo com a carta sinótica das 12 TMG e da pequena descontinuidade observada no perfil de direção do vento deste horário.

Apesar da presença de um sistema de alta pressão atuando sobre o Estado de São Paulo não foi possível estimar a velocidade vertical de subsidência, e portanto é considerado que $w(h) = 0 \text{ m.s}^{-1}$. Segundo Silva Dias (1993), é razoável supor uma taxa de subsidência típica de anticiclones baseada no balanço $w.\partial\theta/\partial z \approx Q/c_p$, onde Q é o resfriamento radiativo da camada; quando não estiver definida a velocidade vertical de subsidência na região de estudo.

Na sondagem das 13:15 HL constata-se que a temperatura potencial média da CM convectiva é de 303 K e o topo está acima de 600 m, enquanto que, a temperatura e altura simulados através do modelo numérico são, respectivamente, 301 K e 825 m. A velocidade do vento da CM pela sondagem varia entre 4,0 a $8,0 \text{ m.s}^{-1}$ com direção média em torno de 130° . Os resultados numéricos indicam uma velocidade média na CM de $6,0 \text{ m.s}^{-1}$ e direção do vento média de 140° .

A sondagem das 15:20 HL mostra que a temperatura potencial da CM convectiva está em torno de 302 a 304 K e o topo se encontra acima de 700 m, enquanto que, o modelo simula a temperatura em 302 K e altura da CM em torno de 975 m. A velocidade observada pela sondagem está compreendida entre 4,0 a $12,0 \text{ m.s}^{-1}$ com direção média de 125° . O modelo estima uma velocidade média de $6,0 \text{ m.s}^{-1}$ e direção aproximada de 140° .

A sondagem das 17:20 HL mostra que a temperatura potencial da CM convectiva está em torno de 302 K, sendo que, o modelo numérico também simula a temperatura em 302 K e o topo da CM atinge um máximo em 1025 m. A velocidade observada pela sondagem começa a apresentar um perfil crescente com a altura, estando compreendida entre $2,5 \text{ m.s}^{-1}$ na superfície e 10 m.s^{-1} na altura máxima da sondagem, a direção do vento oscila entre 160 e 240° . O modelo numérico simula uma velocidade média na CM de $6,3 \text{ m.s}^{-1}$ e direção do vento de 140° .

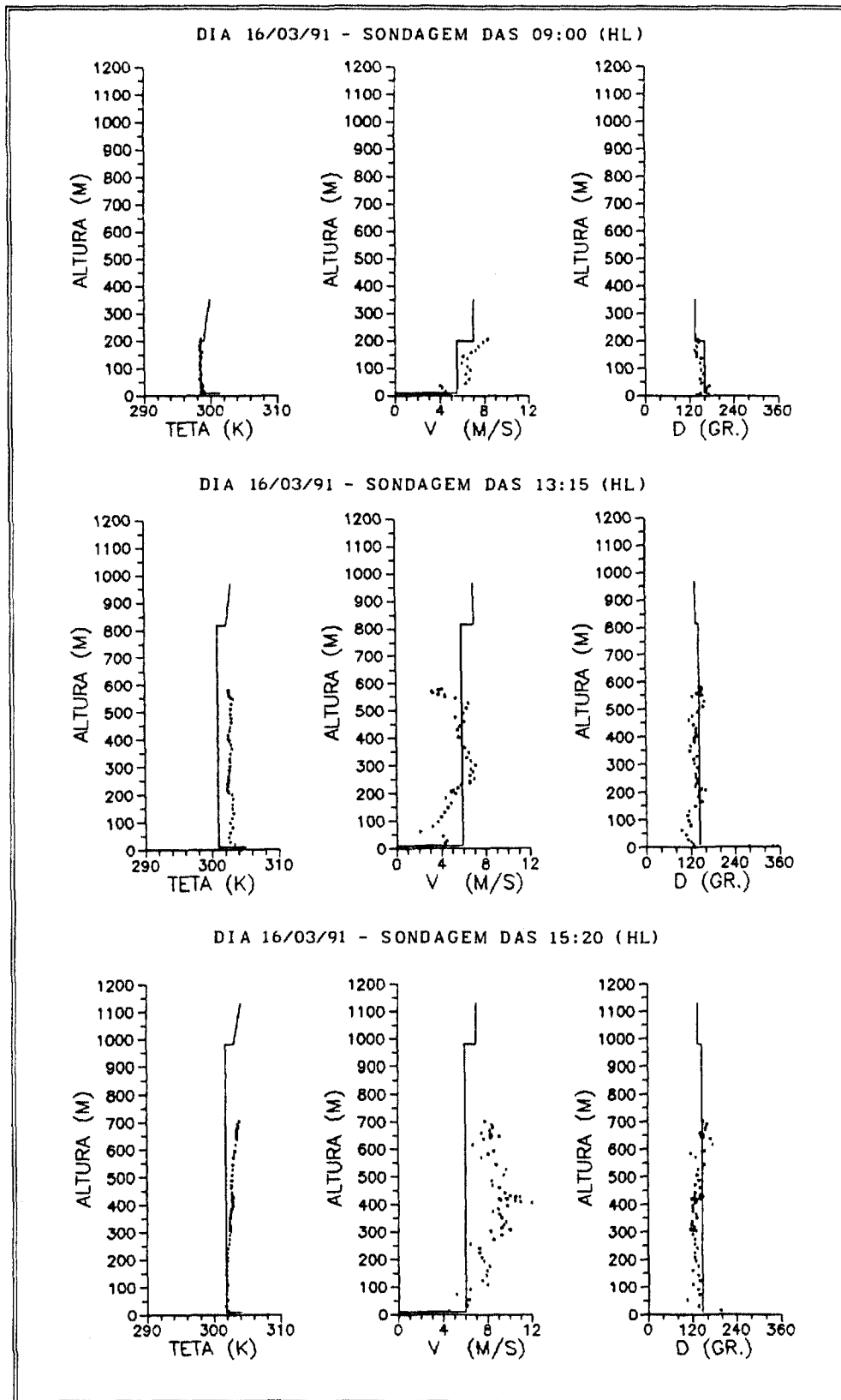


FIGURA 5.9. Comparação entre os resultados numéricos do modelo de duas camadas para representar a Camada Limite Planetária (EXPERIMENTO 1) com os perfis verticais de temperatura potencial, velocidade e direção do vento observados no dia 16/03/91 do Experimento Meteorológico II. A curva contínua é a solução numérica do modelo e os pontos correspondem aos valores amostrados pelo sistema de balão-cativo.

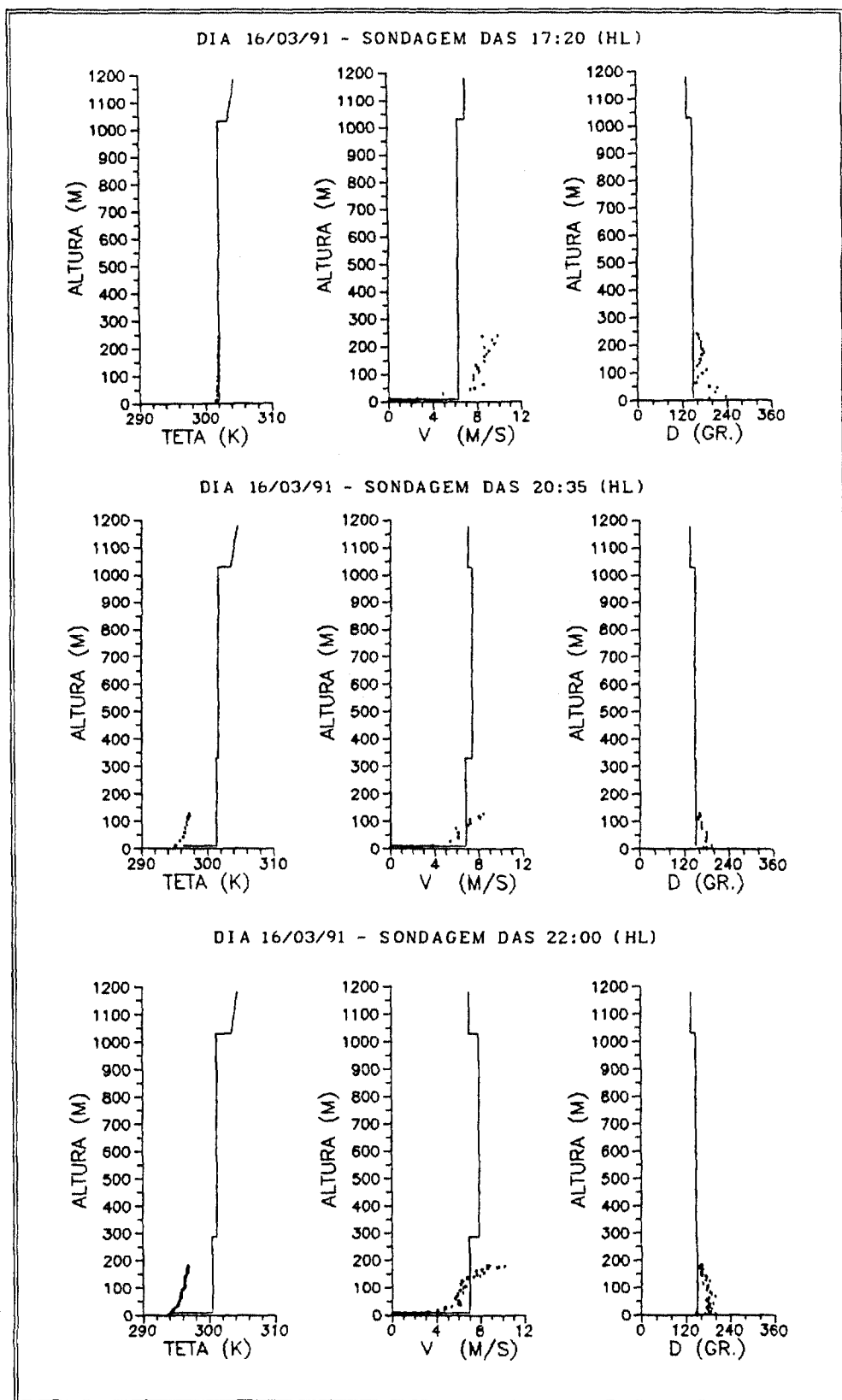


FIGURA 5.7. (cont.) Comparação entre os resultados numéricos do modelo de duas camadas para representar a Camada Limite Planetária (EXPERIMENTO 1) com os perfis verticais de temperatura potencial, velocidade e direção do vento observados no dia 16/03/91 do Experimento Meteorológico II. A curva contínua é a solução numérica do modelo e os pontos correspondem aos valores amostrados pelo sistema de balão-cativo

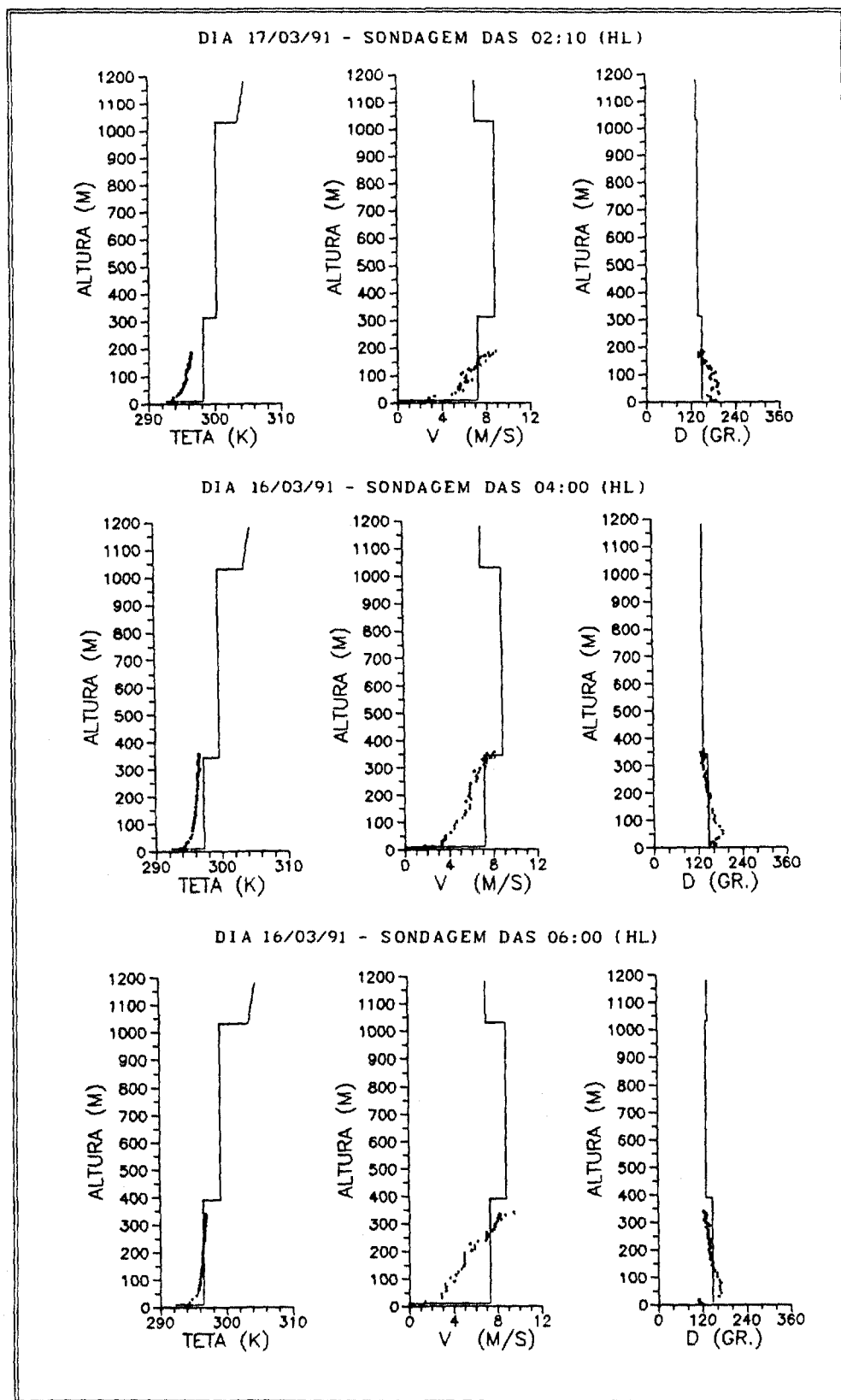


FIGURA 5.9. (cont.) Comparação entre os resultados numéricos do modelo de duas camadas para representar a Camada Limite Planetária (EXPERIMENTO 1) com os perfis verticais de temperatura potencial, velocidade e direção do vento observados no dia 16/03/91 do Experimento Meteorológico II. A curva contínua é a solução numérica do modelo e os pontos correspondem aos valores amostrados pelo sistema de balão-cativo

A partir das 17:30 HL ocorre o início do período de transição do período convectivo para o período noturno, e as sondagens indicam a formação de uma camada de inversão térmica de superfície.

Na sondagem das 20:35 HL a intensidade da inversão térmica de superfície é de aproximadamente 2 K/100 m, enquanto que, os resultados numéricos do modelo estimam a temperatura potencial da CM estável em 301,5 K, a temperatura potencial na superfície em 294,5 K, e a altura da camada estável em 325 m, o que indica um gradiente vertical de temperatura de 2,15 K/100 m. A temperatura da CM residual é estimada em 302 K. A velocidade do vento observada varia entre 1,5 m.s⁻¹ na superfície à 8,5 m.s⁻¹ no nível de 125 m, a direção varia de 200° a 160° respectivamente. O modelo simula a velocidade média da CM estável em 6,8 m.s⁻¹ e direção do vento de 140°, na camada residual o vento é de 7,5 m.s⁻¹ com direção de 140°.

Na sondagem das 22:00 HL a intensidade da inversão térmica de superfície é de aproximadamente 1,7 K/100 m, enquanto que, o modelo simula a temperatura da CM estável em 300,5 K e temperatura na superfície de 294,0 K, a altura da CM estável é de 275 m, o que indica um gradiente vertical de temperatura de 2,3 K/100 m. A temperatura da camada residual é de 301,5 K. A velocidade do vento observado na sondagem varia entre 0,8 m.s⁻¹ na superfície à 10,5 m.s⁻¹ no nível de 175 m, a direção varia de 180° a 160° respectivamente. O modelo indica velocidade média na CM estável de 7,0 m.s⁻¹ e direção do vento de 150°, na camada residual a velocidade do vento é de 8,0 m.s⁻¹ e direção de 140°.

Na sondagem das 02:10 HL do dia 17/03/91 a intensidade da inversão térmica de superfície é de aproximadamente 2,0 K/100 m, enquanto que o modelo simula a temperatura da CM estável em 298,0 K e temperatura na superfície de 292,5 K, a altura da CM estável é de 325 m, o que indica um gradiente vertical de temperatura da ordem de 1,7 K/100 m. A temperatura da CM residual é de 300 K. A velocidade do vento pela sondagem varia entre 1,0 m.s⁻¹ na superfície à 9,0 m.s⁻¹ no nível de 200 m, a direção do vento varia de 180° a 135° respectivamente. O modelo simula uma velocidade média na CM estável de 7,3 m.s⁻¹ e direção do vento de 150°, na CM residual a velocidade média é de 9,0 m.s⁻¹ e direção de 140°.

Na sondagem das 04:10 HL do dia 17/03/91 a intensidade da inversão térmica de superfície é aproximadamente 0,7 K/100 m, enquanto que, o modelo estima a temperatura da camada estável em 297,5 K e temperatura na superfície de 292,0 K, o topo da CM estável é de 350 m, o que indica um gradiente vertical de temperatura de 1,6 K/100 m. A temperatura da camada residual é estimada em 299,5 K. A velocidade do vento pela sondagem varia entre 1,5 m.s⁻¹ na superfície à 8,5 m.s⁻¹ a 350 m de altura, a direção do vento varia de 160° a 130° respectivamente. O modelo estima uma velocidade média na CM estável de 7,5 m.s⁻¹ e direção do vento de 140°, na CM residual a velocidade média é de 9,0 m.s⁻¹ e direção de 135°.

Na sondagem das 06:00 HL do dia 17/03/91 a camada mais próxima à superfície, aproximadamente nos primeiros 50 m de altura, apresenta inversão térmica da ordem de 4,0 K/100 m. Sobre essa camada existe outra camada de inversão com perfil mais misturado em decorrência do entranhamento mecânico que ocorreu da CM residual para a camada estável durante a noite em torno de 0,6 K/100 m. O modelo simula a temperatura da CM estável em 296,5 K e temperatura na superfície de 292,5 K, o topo da CM estável esta em 400 m, o que indica um gradiente vertical de 1,5 K/100 m. A temperatura da CM residual é de 299,5 K. A velocidade do vento pela sondagem varia entre 0,5 m.s⁻¹ na superfície à 10 m.s⁻¹ no nível de 350 m, a direção do vento oscila entre 160° e 120° respectivamente. O modelo indica velocidade média do vento na CM estável de 7,3 m.s⁻¹ e direção do vento de 140°, na camada residual a velocidade média é de 8,8 m.s⁻¹ com direção de 130°.

5.2. CASO 1 1/2 DIMENSÃO (X,Z)

Esta simulação numérica considera os processos físicos de advecção e difusão turbulenta horizontal. Os gradientes horizontais de momento, temperatura e concentração de radionuclídeos estão direcionados apenas na direção da componente zonal da velocidade do vento (eixo x), e portanto, assume-se que o termo de difusão turbulenta na direção meridional (eixo y) é nulo. As premissas dos testes de sensibilidade adotadas na sub-seção 5.1 para as componentes horizontais do vento geostrófico na interface da CM com a atmosfera livre, ou seja, as componentes são constantes no tempo e na vertical, são mantidas para os estudos de caso que se seguem.

A solução numérica utilizada para discretizar e resolver o sistema formado pelas equações do período convectivo e equações relativas ao período estável, baseiam-se no esquema numérico de diferenças finitas avançado no tempo (*forward in time*) para resolver o termo de variação local (Roache, 1982). Para resolver o termo de difusão turbulenta horizontal é utilizado o esquema numérico de diferenças finitas centrado no espaço (*centered space difference*) (Roache, 1982). Para o termo de Coriolis, é utilizado o esquema quase implícito. As equações discretizadas para o período convectivo e período estável são apresentadas no Anexo B.

A temperatura potencial da superfície, θ_G^0 , é assumida como sendo conhecida para cada passo de integração no tempo. As principais condições de contorno são os parâmetros de rugosidade da superfície, z_0 ; dissipação turbulenta, γ ; gradientes verticais de temperatura e concentração, Γ_θ e Γ_c , e direção e velocidade do vento geostrófico no topo da CM.

Os valores das condições iniciais para as camadas residual e estável são os valores determinados no último passo de integração numérica do período convectivo para cada ponto de grade, ou seja:

Camada Residual	Camada Estável
$u_m^r(x)^0 = u_m^n(x)$	$u_m^s(x)^0 = u_m^n(x)$
$v_m^r(x)^0 = v_m^n(x)$	$v_m^s(x)^0 = v_m^n(x)$
$h^r(x)^0 = h^n(x)$	$h^s(x)^0 = h^n(x)$
$\theta_m^r(x)^0 = \theta_m^n(x)$	$\theta_G^n(x) < \theta_m^s(x)^0 = \theta_m^n(x) - \xi$
$C_m^r(x)^0 = C_m^n(x)$	$C_m^s(x)^0 = C_m^n(x)$

onde o índice 'o' é o valor da variável no instante inicial do período estável, o índice 'n' é o valor da variável no n-ésimo passo de integração, o índice 'r' é a variável da CM residual, e o índice 's' indica a variável da CM estável.

A necessidade de uma correção ξ na condição inicial $\theta_m^s(x)^0$ decorre do fato

do modelo numérico definir uma segunda camada estratificada na passagem do período convectivo para o período estável, de modo que, o valor inicial $\theta_m^0(x)$ deverá estar compreendido no intervalo da diferença de temperaturas ($\theta_m^n(x) - \theta_G^n(x)$). Para as simulações numéricas apresentadas utilizou-se $\xi = 0,001$ K.

5.2.1. TESTES DE SENSIBILIDADE

Na Tabela 5.2 são apresentadas as condições de contorno e condições iniciais assumidas durante a realização dos testes de sensibilidade do modelo numérico considerando advecção no eixo zonal e difusão turbulenta horizontal. O passo de integração no tempo, Δt , de todos os experimentos numéricos da Tabela 5.2 foi mantido constante com valor igual a 60 s. A grade horizontal é formada por 100 pontos com espaçamento $\Delta x = 500$ m.

Para todos os experimentos numéricos de sensibilidade utilizou-se a curva de temperatura potencial de superfície, θ_G , dos dias 16 e 17 de março de 1991 do Experimento Meteorológico II. Assume-se que todos os pontos de grade no eixo x também possuem os mesmos valores de temperatura de superfície do CEA, independentemente da cobertura do solo existente.

O termo de fluxo turbulento de concentração na superfície é considerado nulo (emissão instantânea). A distribuição espacial da concentração de radionuclídeos na atmosfera no instante inicial, $C_m^0(x)$, é hipotética e utilizada apenas para simular o deslocamento do material liberado que foi misturado uniformemente na atmosfera.

As Figuras 5.10 e 5.11 apresentam o resultado do transporte de um radionuclídeo em função do tempo que foi liberado na atmosfera e está sujeito a diferentes velocidades iniciais no interior da CM e de vento geostrófico na atmosfera livre, respectivamente, EXPERIMENTO NUMÉRICO 12 e EXPERIMENTO NUMÉRICO 13. Assume-se que a região de domínio do modelo apresenta as mesmas características de rugosidade do terreno, $z_0 = 0,01$ m.

TABELA 5.2. Condições de contorno e condições iniciais assumidas para simular os experimentos numéricos de sensibilidade com o modelo de CLP considerando os termos de advecção e difusão horizontal no eixo zonal. Os valores das condições de contorno e condições iniciais são iguais para todos os pontos da grade considerada, exceto quando houver observação em contrário.

PARÂMETRO	EXPERIMENTO NUMÉRICO			
	12	13	14	15
Γ_{θ} (K.m ⁻¹)	0,006	0,006	0,006	0,006
Γ_c (Ci.m ⁻⁴)	-0,001	-0,001	-0,001	-0,001
w_h (m.s ⁻¹)	0,0	0,0	0,0	0,0
u_g (m.s ⁻¹)	5,0	7,0	5,0	5,0
v_g (m.s ⁻¹)	0,0	0,0	0,0	0,0
D_g (graus)	270	270	270	270
γ (m ⁻¹)	0,001	0,001	0,001	0,001
z_0 (m)	0,010	0,010	/1/	0,010
u_m^0 (m.s ⁻¹)	4,0	5,5	4,0	4,0
v_m^0 (m.s ⁻¹)	0,0	0,0	0,0	0,0
D_m^0 (graus)	270	270	270	270
h^0 (m)	200	200	200	200
θ_m^0 (K)	298,5	298,5	298,5	298,5
θ_{AL}^0 (K)	299,0	299,0	299,0	299,0
C_m^0 (Ci.m ⁻³)	/2/	/2/	/3/	/4/
C_{AL}^0 (Ci.m ⁻³)	1	1	1	1
θ_G^0 (K)	301,5	301,5	301,5	301,5

- /1/ O parâmetro de rugosidade está distribuído da seguinte maneira na grade: $z_0=0,01$ m entre os pontos 0-60 e 81-100, $z_0=0,04$ m entre os pontos 61-65 e 76-80, $z_0=0,1$ m entre os pontos 66-75.
- /2/ A distribuição horizontal da concentração na CM no instante $t_0=09$ HL está distribuído da seguinte maneira na grade: $C(0)=2$ entre os pontos 0-10 e 38-100, $C(0)=5$ entre os pontos 11-15 e 33-37, $C(0)=10$ entre pontos 16-22 e 26-32, $C(0)=100$ entre os pontos 23-25.
- /3/ A distribuição horizontal da concentração na CM no instante $t_0=09$ HL está distribuído da seguinte maneira na grade: $C(0)=2$ entre os pontos 0-22 e 26-100, $C(0)=100$ entre os pontos 23-25.
- /4/ A distribuição horizontal da concentração na CM estável ocorre no instante $T=21$ HL e tem as mesmas características da nota /3/.

Para os casos analisados é assumido hipoteticamente que o centro urbano da cidade de Sorocaba (localizada a ESE do CEA) está orientado sobre o eixo zonal, para evitar a transformação das coordenadas espaciais. A condição de fronteira lateral é do tipo cíclica.

Verifica-se que a velocidade de advecção é um dos fatores principais para a determinação do intervalo de tempo com que o material transportado na CM convectiva possa atingir os pontos populacionais em torno da região de estudo.

Para velocidades iniciais na CM de 4 m.s^{-1} (Figura 5.10), o ponto de máxima concentração atinge a periferia de Sorocaba em torno de 1 hora após a liberação no CEA, enquanto que, para velocidades iniciais na CM de 5.5 m.s^{-1} (Figura 5.11) a região urbana de Sorocaba é atingida pela concentração máxima 50 minutos após a liberação.

A concentração de radionuclídeos é rapidamente difundida horizontalmente, o que permite uma diminuição sensível das concentrações máximas durante o transporte para as áreas circunvizinhas. Considerando-se um máximo relativo de 100 unidades no instante inicial, este máximo relativo, após uma hora de integração, é de apenas 15 unidades para ambos os EXPERIMENTOS NUMÉRICOS 12 e 13.

A Figura 5.12 apresenta o resultado do transporte de um radionuclídeo liberado na atmosfera que está sujeito a diversas características de rugosidade da superfície durante o transporte para fora do ponto de liberação (EXPERIMENTO NUMÉRICO 14). Verifica-se nos pontos de grade com z_0 maior, um maior crescimento da altura da CM convectiva, uma vez que, o fluxo turbulento de calor sensível na superfície é mais intenso.

A distribuição horizontal da concentração apresenta uma diminuição apenas quando o material é advectado sobre a região com maiores valores de z_0 , por outro lado, no caso de uma liberação proveniente do CEA teremos apenas o padrão de rugosidade imposto no EXPERIMENTO NUMÉRICO 12, e portanto o máximo relativo de concentração quando o material atinge a periferia de Sorocaba é da ordem de 15 unidades.

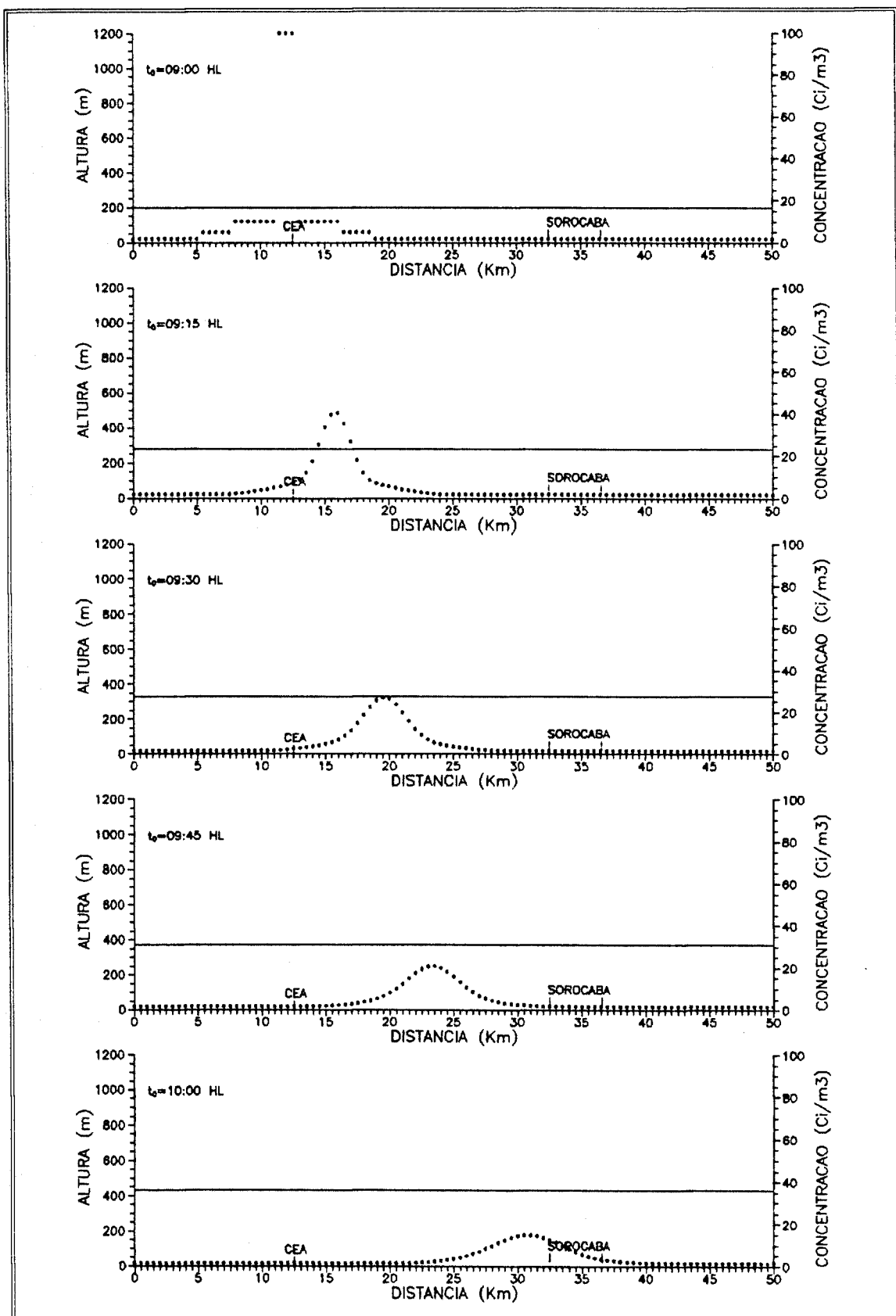


FIGURA 5.10. Evolução temporal e espacial da altura da CM convectiva e da concentração média no interior da CM (EXPERIMENTO 12). O poluente ou radionuclídeo liberado no ponto CEA é apenas hipotético e não considera remoção pela superfície ou decaimento radioativo na escala de tempo em que ocorre o transporte para as áreas em torno do ponto de liberação. Altura da CM (—), Concentração (.....).

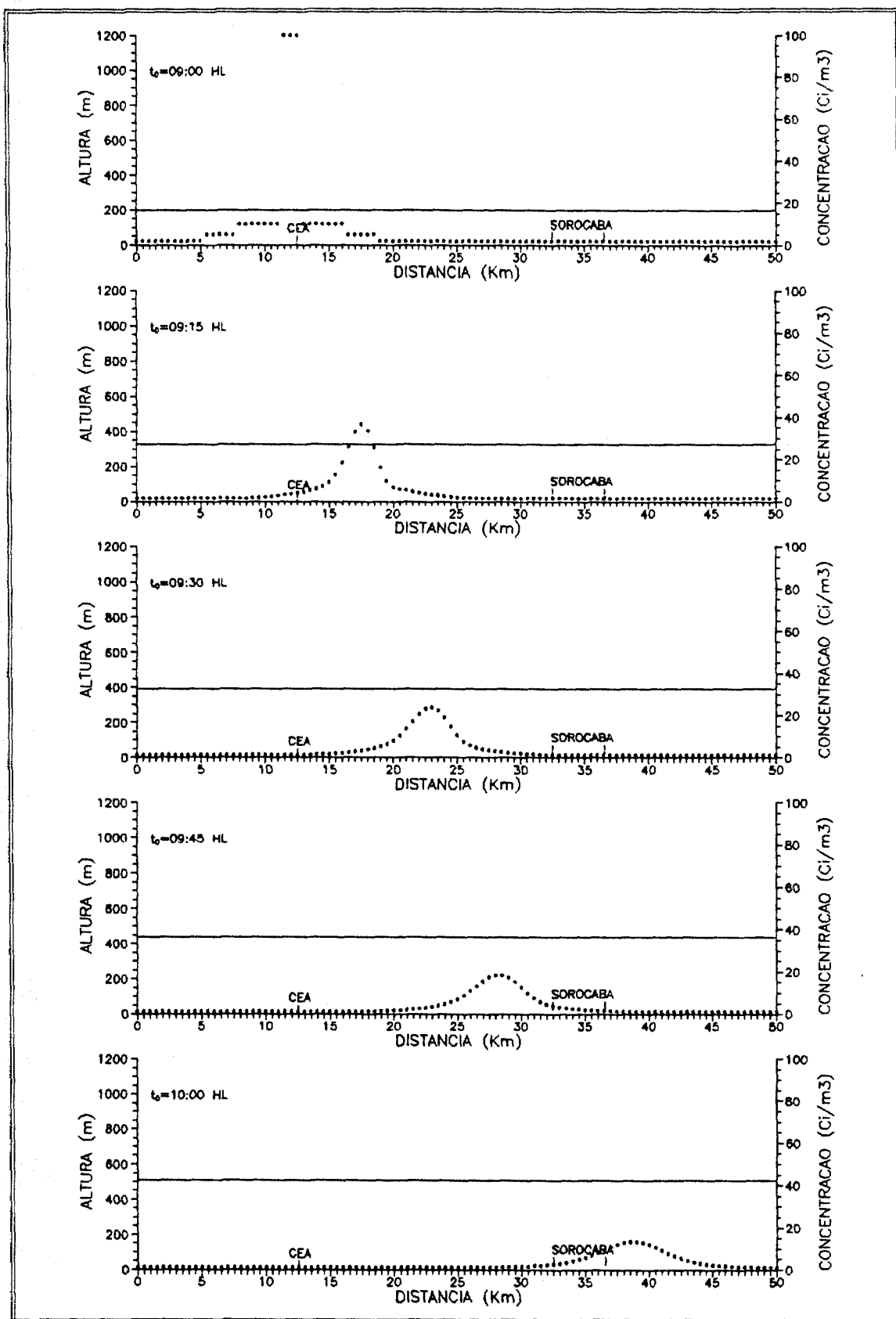


FIGURA 5.11. Evolução temporal e espacial da altura da CM convectiva e da concentração média no interior da CM (EXPERIMENTO 13). O poluente ou radionuclídeo liberado no ponto CEA é apenas hipotético e não considera remoção pela superfície ou decaimento radioativo na escala de tempo em que ocorre o transporte para as áreas em torno do ponto de liberação. Altura da CM (—), Concentração (.....).

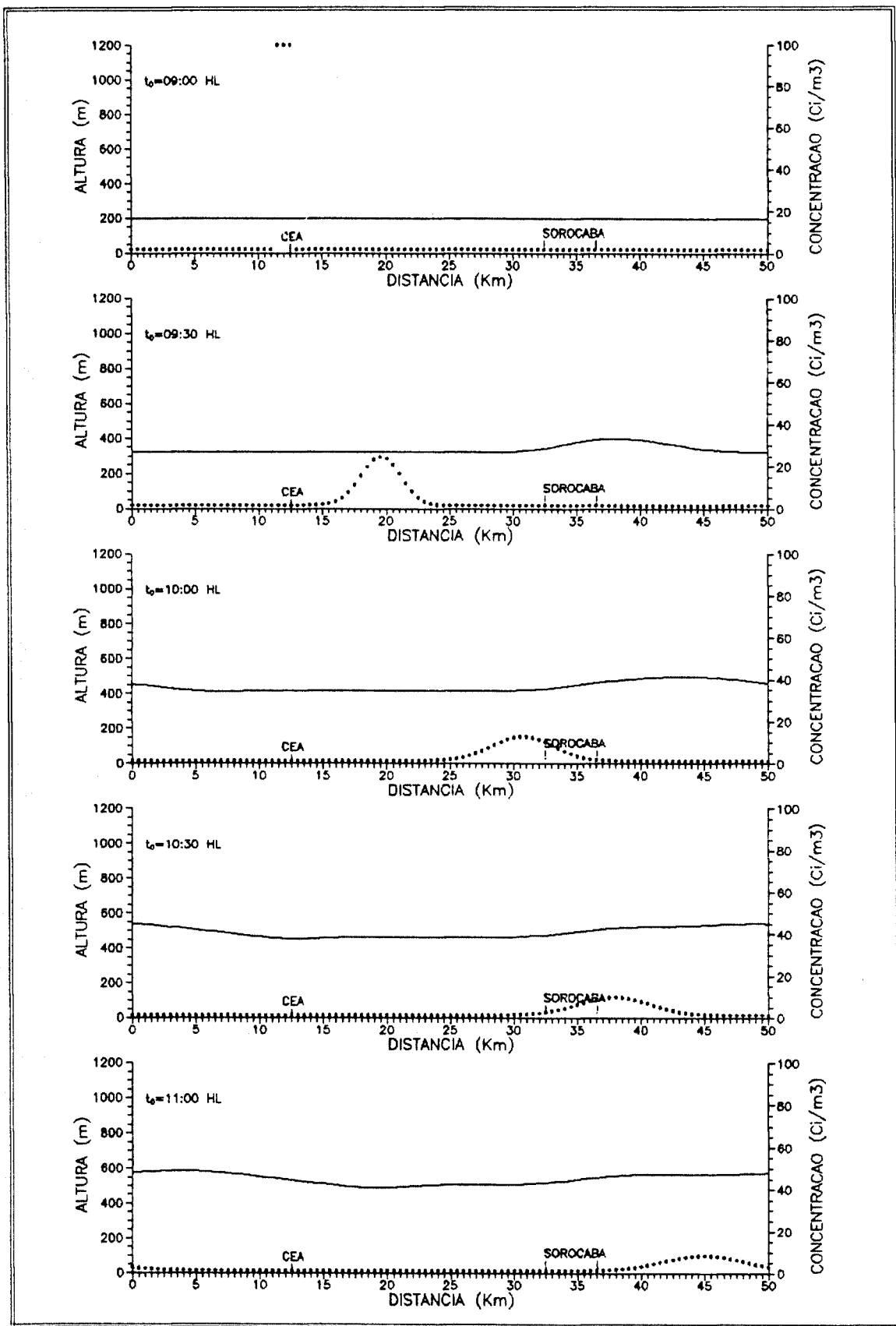


FIGURA 5.12. Evolução temporal e espacial da altura da CM convectiva e da concentração média no interior da CM (EXPERIMENTO 14). O poluente ou radionuclídeo liberado no ponto CEA é apenas hipotético e não considera remoção pela superfície ou decaimento radioativo na escala de tempo em que ocorre o transporte para as áreas em torno do ponto de liberação. Altura da CM (—), Concentração (.....).

Na Figura 5.11 é apresentado uma simulação do transporte com o material liberado no interior da CM estável (EXPERIMENTO NUMÉRICO 15). Considerando-se que, no período noturno ocorre uma intensificação do vento na CM estável, então, atinge-se o centro urbano de Sorocaba mais rapidamente do que no caso do período convectivo (Figura 5.10). Como a taxa de crescimento da altura da CM estável é pequena, e é sustentada apenas pelo balanço entre o termo de produção mecânica e a dissipação, então, a evolução temporal da concentração na CM estável é controlada apenas pelos processos físicos de advecção e difusão turbulenta horizontal.

O nível de concentração no período estável é cerca de 100 % superior ao do período convectivo, considerando-se que a mistura vertical do material liberado no instante inicial (09 HL no caso convectivo, e 21 HL no caso estável) ocorre em uma profundidade de CM de 200 m para ambas as situações. A partir desta constatação pode-se afirmar que o processo de entranhamento no topo da CM convectiva é um mecanismo físico muito mais eficiente de mistura e de diminuição da concentração média da CM, e que deve ser intensificado na presença de convecção úmida.

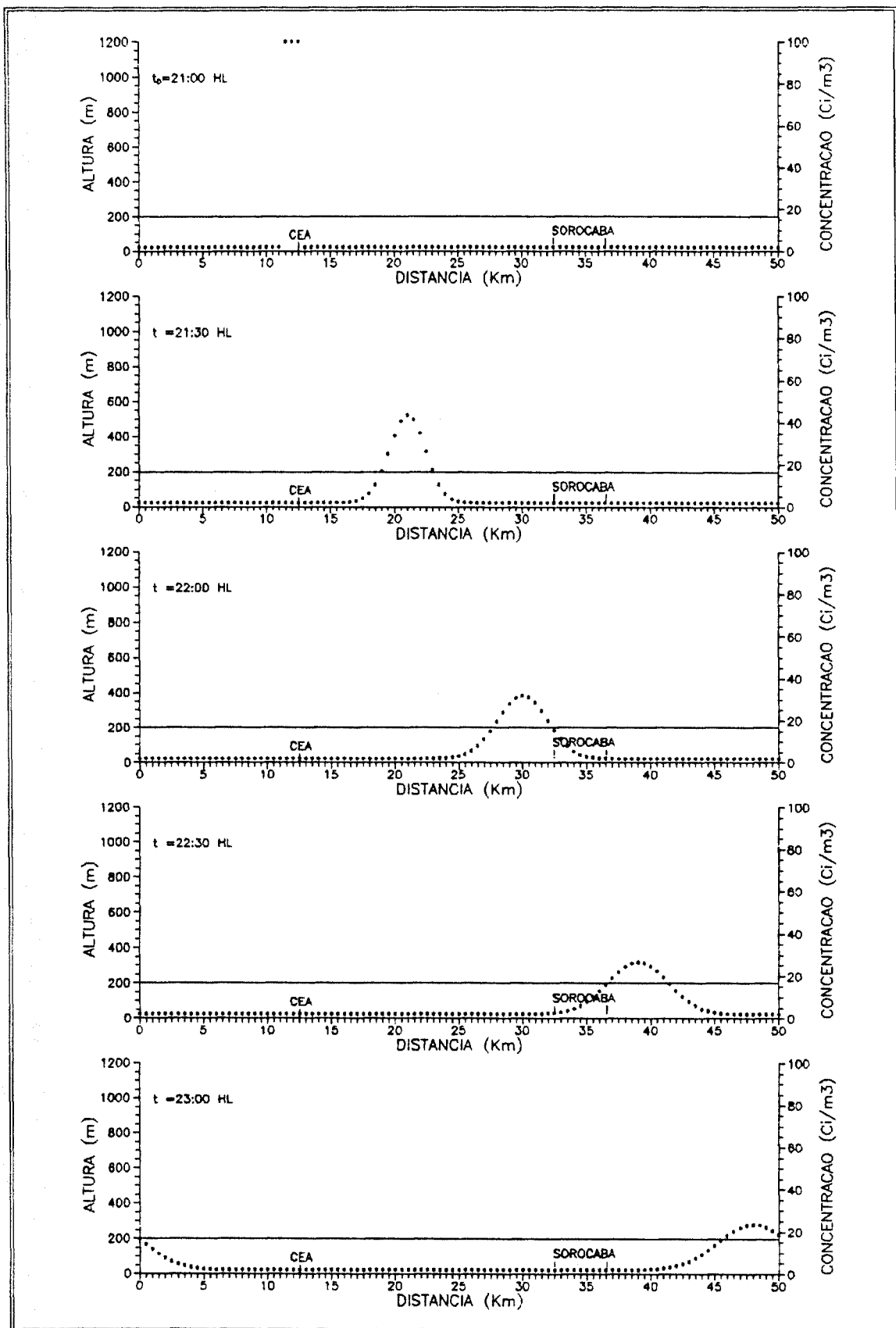


FIGURA 5.13. Evolução temporal e espacial da altura da CM estável e da concentração média no interior da CM (EXPERIMENTO 15). O poluente ou radionuclídeo liberado no ponto CEA é apenas hipotético e não considera remoção pela superfície ou decaimento radioativo na escala de tempo em que ocorre o transporte para as áreas em torno do ponto de liberação. Altura da CM (—), Concentração (.....).

6. CONCLUSÃO

De maneira geral a utilização do modelo de duas camadas para avaliar a evolução temporal e espacial da CLP durante o período convectivo e período estável reproduziu os comportamentos médios dos perfis verticais de temperatura potencial, velocidade e direção do vento observados durante os dias 16 e 17 de março de 1991 do Experimentos Meteorológicos II que correspondem a situação de verão.

A existência da estrutura de duas camadas a partir das observações pode ser comprovada através das sondagens realizadas durante o Experimento Meteorológico I (dia 03/08/90, às 08:05 HL, 12:55 HL, 17:00 HL, e 18:45 HL; e dia 04/08/90, às 00:00 HL, 06:00 HL); Experimento Meteorológico II (dia 16/03/91, às 09:00 HL, 13:15 HL, 17:20 HL, e 22:00 HL; e dia 17/03/91, às 04:00 HL e 08:00 HL), e do Experimento Meteorológico IV (dia 06/08/92, às 09:15 HL, 15:15 HL, e 21:15 HL; e dia 07/08/92, às 03:55 HL e 08:00 HL).

Através das sondagens com balão-cativo (Figuras 4.4, 4.8 e 4.11) é possível verificar que o crescimento da CM convectiva ocorre nas primeiras horas do dia a partir da quebra da camada de inversão térmica existente sob a camada residual do dia anterior, com o topo da CM chegando a alcançar valores acima de 900 m.

No período noturno, existe a formação de uma camada de inversão de superfície que vai intensificando-se por causa do resfriamento radiativo da superfície (Figuras 4.5, 4.9 e 4.12). Sobre essa camada de inversão, que possui uma profundidade entre 200 e 400 m, é observado a formação de jatos noturnos de baixos níveis.

Os testes de sensibilidade apresentados no Capítulo 5 mostraram a necessidade de especificar as condições iniciais e de contorno o mais próximo da realidade pois a definição imprecisa destas variáveis pode comprometer toda a evolução temporal da simulação numérica.

As condições de contorno mais críticas para o modelo de duas camadas são: a especificação correta da temperatura de superfície em função do ponto de grade, a

rugosidade do terreno, a estimativa do gradiente vertical de temperatura potencial no topo da CM, o parâmetro de dissipação turbulenta, e a velocidade e direção do vento geostrófico na interface entre a atmosfera livre e o topo da CM.

A altura da CM convectiva aumenta cerca de 15 % quando o parâmetro de rugosidade aumenta de uma ordem de grandeza, enquanto que, a altura da CM estável não é muito afetada. A concentração média é fortemente dependente da altura da CM, verificando-se diferenças de até 400 % maiores para $z_0 = 0,01$ m em relação a $z_0 = 0,1$ m no período convectivo e de 200 % no período estável.

A altura da CM convectiva pode diminuir de até 50 % quando comparado os valores máximos e mínimos do parâmetro de dissipação turbulenta. Durante o período noturno a CM estável também apresenta diferenças em torno de 50 %. A concentração chega a apresentar diferenças de até 150 % superiores para $\gamma = 0,007$ em relação a $\gamma = 0,001$ no período convectivo e de 80 % no período estável.

A altura da CM convectiva pode diminuir de até 50 % quando comparado os valores máximos e mínimos do parâmetro de estabilidade atmosférica. Durante o período noturno a CM estável não é sensível a maior ou menor estabilidade da atmosfera livre. A concentração média chega a apresentar diferenças 60 % superiores para $\Gamma_\theta = 0,010$ K/m em relação a $\Gamma_\theta = 0,004$ K/m tanto para o período convectivo como para o período estável.

Os testes de sensibilidade numérica variando-se as condições iniciais do vento geostrófico ($|U_g| = \text{cte.}$), e os testes variando-se as condições iniciais das componentes horizontais do vento médio na CM convectiva ($|U_m| = \text{cte.}$) não indicaram qualquer efeito sistemático para a evolução da CLP durante o período convectivo e período estável. Segundo Silva Dias (1993), este fato está relacionado ao fraco acoplamento existente entre o vento geostrófico e a superfície, uma vez que, o balanço de superfície é bastante simplificado neste modelo.

A calibração do modelo de duas camadas com as observações de balão-cativo e da torre micrometeorológica dos dias 16 e 17 de março de 1991 do Experimento Me-

teorológico II, indicaram que as condições de contorno $z_0 = 0,01$ m, $\gamma = 0,001$, e $\Gamma_\theta = 0,006$ K/m reproduzem o comportamento da CLP observada para condições diurnas e condições noturnas.

A hipótese de formação do jato noturno de baixos níveis devido à oscilação inercial foi testada, e as comparações com as observações validaram parcialmente esta hipótese.

O estudo do transporte atmosférico de uma liberação instantânea e idealizada indica que em condições convectivas a concentração máxima de radionuclídeos deve alcançar o maior centro populacional da região (Sorocaba a 20 Km a ESE) no intervalo médio de 1 hora, dependendo dos valores de velocidade e direção na CM.

Em condições estáveis os resultados são similares, contudo, a concentração máxima de radionuclídeos sobre o mesmo centro populacional é cerca de 100 % maior do que no caso convectivo, uma vez que, pois não ocorre entranhamento entre as CM estável e residual, e a taxa de crescimento da CM estável é reduzida.

É importante ressaltar que o modelo de duas camadas na versão atual pode ser utilizado de modo operacional para monitorar as liberações de radionuclídeos que ocorrem em instalações nucleares localizadas em regiões com topografia pouco acidentada e onde são conhecidas as taxas de emissão para a atmosfera.

O modelo numérico é executado em um microcomputador PC-486 33 MHz e requer cerca de 15 minutos para simular um período de 24 horas para uma grade de 100 pontos com espaçamento $\Delta x = 500$ m e passo de integração no tempo $\Delta t = 60$ s. A visualização dos resultados pode ser apresentada em monitor colorido padrão VGA, e as condições de contorno e condições iniciais são facilmente definidas pelo usuário.

Para melhorar a performance do modelo de duas camadas, são apresentadas a seguir algumas propostas para trabalhos futuros:

- (a) anexar ao modelo uma parametrização da topografia da região do CEA pa-

ra permitir a definição das áreas em que o vento pode sofrer uma maior aceleração (Pielke, 1984);

- (b) anexar ao modelo uma parametrização que permita definir a difusão do poluente na escala de tempo até que seja possível considerá-lo misturado em toda a camada de mistura (Seinfeld, 1975);
- (c) anexar ao modelo uma parametrização do balanço de radiação na superfície de modo a conhecer a evolução temporal da temperatura da superfície e estimar o fluxo vertical turbulento de calor sensível de acordo com a distribuição da rugosidade da superfície, e em função da época do ano para permitir a dinâmica da ocupação do solo que é observada em torno da região do CEA;
- (d) otimizar a entrada de dados do modelo de modo a permitir a evolução do campo de pressão de escala sinótica, através do vento geostrófico no nível de 850 hPa, por exemplo, o uso de GRIDS;
- (f) anexar ao modelo uma parametrização que permita estimar a remoção do material em suspensão na atmosfera através dos mecanismos de deposição seca e úmida, assim como, uma parametrização para estimar a distribuição espacial das doses radiológicas em função das características de cada radionuclídeo liberado na atmosfera.

Como recomendações finais é proposto que:

- (g) o modelo também seja calibrado através de experimentos que utilizem traçadores para estimar a evolução temporal e espacial das concentrações de radionuclídeos;
- (h) e que sejam utilizadas radiossondas para determinar-se com maior detalhe o gradiente vertical de temperatura potencial na atmosfera livre e a altura do topo da CM no período convectivo.

7. REFERÊNCIAS

- ApSIMON, H.M.; A.J.H. GODDARD; J. WRIGLEY. "Long-Range Atmospheric Dispersion of Radioisotopes, I. The Mesos Model". *Atmospheric Environment*, 19, 99-111. 1985.
- COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR. "Formato Padrão de Relatórios de Análise de Segurança para Centrais Nucleares com Reatores de Potência a Água Leve Pressurizada". Rio de Janeiro. 1974. (Relatório 53).
- COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR. "Programas de Meteorologia de Apoio de Usinas Nucleoelétricas". Rio de Janeiro. 1989. (CNEN-NE 1.22).
- DEARDORFF, J.W. "Parametrization of the Planetary Boundary Layer for Use in General Circulation Models". *Monthly Weather Review*, 100, 93-106, 1972.
- DICKERSON, M. "Atmospheric Dispersion and Dose Calculation Techniques". Lawrence Livermore National Laboratory, 1984. (UCRL-90765).
- DRIEDONKS, A.G.M. "Models and Observations of the Growth of the Atmospheric Boundary Layer". *Boundary-Layer Meteorology*, 23, 283-306. 1982.
- DRIEDONKS, A.G.M.; H. TENNEKES. "Entrainment Effects in the Well-Mixed Atmospheric Boundary Layer". *Boundary-Layer Meteorology*, 30, 75-105. 1984.
- ELIASSEN; A.; J. SALTBOES. "Decay and Transformation Rates of SO₂ as Estimated from Emission Data, Trajectories and Measured Air Concentrations". *Atmospheric Environment*, 9, 425-429. 1975.
- GRECO, S.; S. ULANSKI; M. GARSTANG; S. HOUSTON. "Low-Level Nocturnal Wind Maximum Over the Central Basin". *Boundary-Layer Meteorology*, 58, 91-115. 1992.
- HOUGHTON, D.D. *Handbook of Applied Meteorology*. John Wiley & Sons, New York. 1985.

- INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. "Technique and Decision Making in the Assessment of Off-Site Consequence of an Accident in a Nuclear Facility". Viena. 1987. (Safety Series 86).
- KUO, H.L. "The Thermal Interaction Between the Atmosphere and the Earth and Propagation of Diurnal Temperature Waves". *Journal of Atmospheric Science*, 25, 682-706. 1968.
- LILLY, D.K. "Models of Cloud-Topped Mixed Layers Under Strong Inversion". *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society*, 94, 292-309. 1968.
- MacCRACKEN, M.C.; D.J. WUEBBLES; J.J. WALTON; WH. DUEWER; K.E. GRANT. "The Livermore Regional Air Quality Model, I. Concept and Development". *Journal of Applied Meteorology*, 13, 185-204. 1978.
- MAHRT, L.; D.H. LENSCHOW. "Growth Dynamics of Convectively Mixed-Layer". *Journal of Atmospheric Science*, 33, 41-51. 1976.
- MARYON, R.H.; C.C. HEASMAN. "The Accuracy of Plume Trajectories Forecast Using the U.K. Meteorological Office Operational Forecasting Models and their Sensitivity to Calculation Schemes". *Atmospheric Environment*, 22, 259-272. 1988.
- MILLER, C.; S. CATTER; S. HANNA. Report CONF-80-1064 in *Proceedings Symposium of Intermediate Range Atmospheric Transport Processes and Technology Assessment*. Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge. 1981.
- MOLNARY, L. "Análise Preliminar de Resultados e Descrição dos Experimentos Meteorológicos I e II Realizados no Centro Experimental Aramar". *Anais do IV Congresso Geral de Energia Nuclear*, v.2, 539-545. Rio de Janeiro, Brasil. 1992.
- MOLNARY, L.; A.P. OLIVEIRA. "Evolução Temporal da Camada Limite Planetária em Iperó (SP) Durante os Experimentos Meteorológicos de Campo I e II - Comparação entre Modelo Numérico e Observações". *Anais do VII Congresso Brasileiro de Meteorologia*.

logia, v.2, 437-441. São Paulo, Brasil. 1992.

MONIN, A.S.; A.M. YAGLOM. *Statistical Fluid Mechanics*. M.I.T., Cambridge. 1971.

NIEUWSTADT, F.T.M.; R.A. BROST. "The Decay of Convective Turbulence". *Journal of Atmospheric Sciences*, 43, 532-546. 1985.

OLIVEIRA, A.P. *Evolução da Camada Limite Planetária e Implicações na Qualidade do Ar*. Dissertação de Mestrado, Instituto Astronômico e Geofísico da Universidade de São Paulo. São Paulo. 164 pp. 1985.

OLIVEIRA, A.P.; R.K. SAKAI. *Dinâmica da Camada Limite Planetária em Latitudes Tropicais e Subtropicais*. Relatório Técnico do Instituto Astronômico e Geofísico da Universidade de São Paulo. São Paulo. 1991.

OLIVEIRA, A.P. "Medidas de Turbulência Efetuadas em Iperó (SP) em Março de 1991". *Anais do VII Congresso Brasileiro de Meteorologia*, v.2, 450-454. São Paulo. 1992.

OLIVEIRA, A.P.; D.R. FITZJARALD. "The Amazon River Breeze and Local Boundary Layer" *Boundary-Layer Meteorology*, 63, 141-162. 1993.

PASQUILL, F. *Atmospheric Diffusion*. John Wiley & Sons, Inc., New York. 1962.

PIELKE, R.A. *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press, London. 1984.

ROACHE, P.J. *Computational Fluid Dynamics*. Hermosa Publishers, Albuquerque. 1982.

SEINFELD, J.H. *Air Pollution - Physical and Chemical Fundamentals*. McGraw-Hill Book Company, New York. 1975.

SEGAL, M.; R.A. PIELKE; R.W. ARRITT; M.D. MORAN; D. HENDERSON; C. YU. "Applications of a Mesoscale Atmospheric Dispersion Modeling System to the Estimation of SO₂

- Concentrations from Major Elevated Sources in Southern Florida". *Atmospheric Environment*, 22, 1319-1334. 1988.
- SHERMAN, C.A. "A Mass-Consistent Model for Wind Fields Over Complex Terrain". *Journal of Applied Meteorology*, 17, 312-319. 1978.
- SHIR, C.C. "Preliminary Numerical Study of Atmospheric Turbulent Flows in the Planetary Boundary Layer". *Journal of Atmospheric Sciences*, 30, 1327-1339. 1973.
- SILVA DIAS, P.L. Comunicação Pessoal. 1993.
- SLADE, D.H. "Meteorology and Atomic Energy". U.S. Nuclear Regulatory Commission. Washington, D.C. 1968. (TID-24190).
- SMEDA, M.S. "A Bulk Model for the Atmospheric Planetary Boundary Layer". *Boundary-Layer Meteorology*, 17, 411-427. 1979.
- SMITH, F.B. "A Scheme for Estimating the Vertical Dispersion of a Plume from Source near Ground Level". *Proceedings of the Third Meeting of the Expert Panel on Air Pollution Modeling*. 1972. (NATO-CCMS Report 14).
- STULL, R.B. *Introduction to Boundary-Layer Meteorology*. Atmospheric Sciences Library - Kluwer Academic Publishers. 1988.
- SUN, W.-Y. "Numerical Study of Dispersion in the Convective Boundary Layer". *Atmospheric Environment*, 23, 1205-1217. 1989.
- SUTTON, O.G. *Micrometeorology*. Mc Graw-Hill Book Company, New York. 1953.
- TAYLOR, G.I. "Diffusion by Continuous Movements". *Proceedings of London Mathematics Society*, 20, 196-1921.
- TENNEKES, H.; J.L. LUMLEY. *A First Course in Turbulence*. The MIT Press. 1972.

- TENNEKES, H. "A Model for the Dynamics of the Inversion Above a Convective Layer". *Journal of Atmospheric Science*, 30, 558-567. 1973.
- THORPE, A.J.; T.H. GUYMER. "The Nocturnal Jet". *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society*, 103, 633-653. 1977.
- TURNER, D.B. "Workbook of Atmospheric Dispersion Estimates". Department of Health, Education, and Welfare. Cincinnati, Ohio. Revised 1969.
- U.S. NUCLEAR REGULATORY COMMISSION. "Methods for Estimating Atmospheric Transport and Dispersion of Gaseous Effluents in Routine Release from Light-Water-Cooled Reactors". Washington, D.C. 1977. (Regulatory Guide 1.111 - Rev. 1).
- U.S. NUCLEAR REGULATORY COMMISSION. Title 10, Chapter One, Code of Federal Regulations - Energy. Washington, D.C. 1982(A).
- U.S. NUCLEAR REGULATORY COMMISSION. "Atmospheric Dispersion Models for Potential Accident Consequence Assessment at Nuclear Power Plants". Washington, D.C. 1982(B). (Regulatory Guide 1.145 - Rev.1).
- YAMAMOTO, G.; A. SHIMANUKI; M. AIDA; N. YASUDA. "Diurnal Variation of Wind and Temperature Fields in the Ekman Layer". *Journal of Meteorological Society of Japan*, 51, 378-387. 1973.
- ZEMAN, O. "Parametrization of the Dynamics of Stable Boundary Layers and Nocturnal Jets". *Journal of Atmospheric Sciences*, 36, 792-804. 1979.

ANEXO A

Neste anexo são apresentadas as equações utilizadas na sub-seção 5.1 deste trabalho. Não são considerados os processos físicos de advecção e difusão turbulenta horizontal das Eq.(3.1) a (3.3), Eq.(3.8), e Eq.(3.22). Considera-se que os gradientes horizontais de momento, temperatura e concentração de radionuclídeos não são significativos sobre a região.

A solução numérica utilizada para discretizar e resolver o sistema de equações do período convectivo, e as equações relativas ao período estável baseia-se no esquema numérico de diferenças finitas avançado no tempo (*forward in time*) (Roache, 1982). Para o termo de Coriolis, foi utilizado o esquema quase implícito que é condicionalmente estável. As equações discretizadas para o período convectivo e período estável são apresentadas a seguir.

A evolução temporal da temperatura potencial da superfície, θ_g , é assumida conhecida para cada passo de integração no tempo.

Período Convectivo

$$h^{n+1} = h^n + \Delta t. \left[\frac{2.(G_*^n - D_*^n)}{gh^n.((\theta_{AL}^n - \theta_m^n)/\theta_m^n)} + \frac{(\overline{w'\theta'})_0^n}{(\theta_{AL}^n - \theta_m^n)} \right] \quad (A.1)$$

$$(\overline{w'\theta'})_h^n = (\theta_{AL}^n - \theta_m^n). \left[\frac{(h^{n+1} - h^n)}{\Delta t} \right] \quad (A.2)$$

$$\theta_m^{n+1} = \theta_m^n + \Delta t. \left[\frac{(\overline{w'\theta'})_0^n}{h^n} - \frac{(\overline{w'\theta'})_h^n}{h^n} \right] \quad (A.3)$$

$$\theta_{AL}^{n+1} = \theta_{AL}^n + \Delta t. \left[-\Gamma \theta_m^n \frac{(\overline{w'\theta'})_h^n}{(\theta_{AL}^n - \theta_m^n)} \right] \quad (A.4)$$

$$C_m^{n+1} = C_m^n + \Delta t. \left[\frac{(\overline{w'C'})_0^n}{h^n} - \frac{(\overline{w'\theta'})_h^n}{h^n} \frac{(C_{AL}^n - C_m^n)}{(\theta_{AL}^n - \theta_m^n)} \right] \quad (A.5)$$

$$C_{AL}^{n+1} = C_{AL}^n + \Delta t. \left[-\Gamma_C \frac{(\overline{w'\theta'})_h^n}{(\theta_{AL}^n - \theta_m^n)} \right] \quad (A.6)$$

$$u_m^{n+1} = u_m^n + \Delta t. \left[-f.(v_g^n - v_m^n) + \frac{(u_g^n - u_m^n)(h^{n+1} - h^n)}{h^n \Delta t} - \frac{(u_*^2)^n}{h^n} (\cos\alpha)^n \right] \quad (A.7)$$

$$u_g^{n+1} = u_g^n \quad (A.8)$$

$$v_m^{n+1} = v_m^n + \Delta t. \left[f.(u_g^{n+1} - u_m^{n+1}) + \frac{(v_g^n - v_m^n)(h^{n+1} - h^n)}{h^n \Delta t} - \frac{(u_*^2)^n}{h^n} (\sin\alpha)^n \right] \quad (A.9)$$

$$v_g^{n+1} = v_g^n \quad (A.10)$$

Período de Transição e Estável

$$h_s^{n+1} = h_s^n + \Delta t. \left[\frac{2.(G_*^n - D_*^n)}{gh_s^n \cdot ((\theta_m^n - \theta_m^s)/\theta_m^s)} + \frac{(\overline{w'\theta'})_0^n}{(\theta_m^n - \theta_m^s)} \right] \quad (A.11)$$

Durante o período de transição das condições convectivas para o estável utiliza-se a seguinte relação de balanço entre geração de energia mecânica e dissipação de energia cinética turbulenta para diagnosticar a altura da CM estável:

$$h_s^{n+1} = \frac{-2.(G_*^n - D_*^n)}{\frac{g}{\theta_m^s} \cdot (\overline{w'\theta'})_0^n} \quad (A.12)$$

até que seja obedecida o seguinte balanço:

$$\left| \frac{(h_s^{n+1} - h_s^n)}{\partial t} - \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{(\theta_m^n - \theta_m^s)} \right| \leq 0,05. \left| \frac{(\overline{w'\theta'})_0}{(\theta_m^n - \theta_m^s)} \right| \quad (A.13)$$

$$h_r^{n+1} = h_r^n \quad (\text{A.14})$$

$$\theta_m^{s,n+1} = \theta_m^{s,n} + \Delta t. \left[\frac{(\overline{w'\theta'})_0^n}{h_s^n} - a.(\bar{\theta}_m^s - \theta_C^n) \right] \quad (\text{A.15})$$

$$\theta_m^{r,n+1} = \theta_m^{r,n} + \Delta t. \left[-a.(\theta_m^r - \theta_C^n) \right] \quad (\text{A.16})$$

$$\theta_{AL}^{n+1} = \theta_{AL}^n \quad (\text{A.17})$$

$$C_m^{s,n+1} = C_m^{s,n} + \Delta t. \left[\frac{(\overline{w'C'})_0^n}{h_s^n} \right] \quad (\text{A.18})$$

$$C_m^{r,n+1} = C_m^{r,n} \quad (\text{A.19})$$

$$C_{AL}^{n+1} = C_{AL}^n \quad (\text{A.20})$$

$$u_m^{s,n+1} = u_m^{s,n} + \Delta t. \left[-f.(v_g^n - v_m^{s,n}) + \frac{(u_m^r - u_m^{s,n})(h_s^{n+1} - h_s^n)}{h_s^n \Delta t} - \frac{(u_*^2)^n}{h_s^n} (\cos\beta)^n \right] \quad (\text{A.21})$$

$$u_m^{r,n+1} = u_m^{r,n} + \Delta t. \left[-f.(v_g^n - v_m^{r,n}) \right] \quad (\text{A.22})$$

$$u_g^{n+1} = u_g^n \quad (\text{A.23})$$

$$v_m^{s,n+1} = v_m^{s,n} + \Delta t. \left[f.(u_g^{n+1} - u_m^{s,n+1}) + \frac{(v_m^r - v_m^{s,n})(h_s^{n+1} - h_s^n)}{h_s^n \Delta t} - \frac{(u_*^2)^n}{h_s^n} (\sin\beta)^n \right] \quad (\text{A.24})$$

$$v_m^{r,n+1} = v_m^{r,n} + \Delta t. \left[f.(u_g^n - u_m^{r,n}) \right] \quad (\text{A.25})$$

$$v_g^{n+1} = v_g^n \quad (\text{A.26})$$

onde Δt é o passo de integração no tempo, e o índice n representa o n -ésimo passo no tempo. O índice s representa as variáveis médias no interior da camada de mistura estável, e o índice r representa as variáveis médias no interior da camada de mistura residual. Os ângulos do vetor tensão de Reynolds de superfície durante o período convectivo, α , e durante o período estável, β , são dados por:

$$\alpha^n = \tan^{-1} \left(\frac{v_m^n}{u_m^n} \right) \quad (\text{A.27})$$

$$\beta^n = \tan^{-1} \left(\frac{v_m^s}{u_m^s} \right) \quad (\text{A.28})$$

ANEXO B

Nesta anexo são apresentadas as equações utilizadas na sub-seção 5.2 deste trabalho. São considerados os termos de advecção horizontal e de difusão turbulenta horizontal das Eq.(3.1) a (3.3), Eq.(3.8), Eq.(3.22). Considera-se que os gradientes horizontais de momento, temperatura, e concentração de radionuclídeos estão direcionados apenas na direção da componente zonal da velocidade do vento (eixo x).

A solução numérica utilizada para discretizar e resolver o sistema formado pelas equações do período convectivo, e equações relativas ao período estável, baseia-se no esquema numérico de diferenças finitas avançado no tempo (*forward in time*) para resolver o termo de variação local (Roache, 1982). Para resolver o termo de difusão turbulenta horizontal é utilizado o esquema numérico de diferenças finitas centrado no espaço (*centered space difference*) (Roache, 1982). Para o termo de Coriolis, é utilizado o esquema quase implícito que é condicionalmente estável. As equações discretizadas para o período convectivo e período estável são apresentadas a seguir.

A evolução temporal da temperatura potencial da superfície, θ_g , é assumida como sendo conhecida para cada passo de integração no tempo.

Período Convectivo

$$h_i^{n+1} = h_i^n + \Delta t \cdot \left[\frac{2 \cdot (G_{*i}^n - D_{*i}^n)}{g h_i^n \cdot ((\theta_{AL_i}^n - \theta_{m_i}^n) / \theta_{m_i}^n)} + \frac{(\overline{w'\theta'})_{0i}^n}{(\theta_{AL_i}^n - \theta_{m_i}^n)} - u_{m_i}^n \cdot \frac{h_{i+1}^n - h_i^n}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{h_{i+1}^n - 2h_i^n + h_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (B.1)$$

$$(\overline{w'\theta'})_{h_i}^n = (\theta_{AL_i}^n - \theta_{m_i}^n) \cdot \left[\frac{(h_i^{n+1} - h_i^n)}{\Delta t} \right] \quad (B.2)$$

$$\theta_{m_i}^{n+1} = \theta_{m_i}^n + \Delta t \cdot \left[\frac{(\overline{w'\theta'})_{0_i}^n}{h_i^n} - \frac{(\overline{w'\theta'})_{h_i}^n}{h_i^n} - u_{m_i}^n \cdot \frac{\theta_{m_{i+1}}^n - \theta_{m_i}^n}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{\theta_{m_{i+1}}^n - 2\theta_{m_i}^n + \theta_{m_{i-1}}^n}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.3})$$

$$\theta_{AL_i}^{n+1} = \theta_{AL_i}^n + \Delta t \cdot \left[-\Gamma_c \cdot \frac{(\overline{w'\theta'})_{h_i}^n}{(\theta_{AL_i}^n - \theta_{m_i}^n)} \right] \quad (\text{B.4})$$

$$C_{m_i}^{n+1} = C_{m_i}^n + \Delta t \cdot \left[\frac{(\overline{w'C'})_{0_i}^n}{h_i^n} - \frac{(\overline{w'C'})_{h_i}^n}{h_i^n} \cdot \frac{(C_{AL_i}^n - C_{m_i}^n)}{(\theta_{AL_i}^n - \theta_{m_i}^n)} - u_{m_i}^n \cdot \frac{C_{m_{i+1}}^n - C_{m_i}^n}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{C_{m_{i+1}}^n - 2C_{m_i}^n + C_{m_{i-1}}^n}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.5})$$

$$C_{AL_i}^{n+1} = C_{AL_i}^n + \Delta t \cdot \left[-\Gamma_c \cdot \frac{(\overline{w'C'})_{h_i}^n}{(\theta_{AL_i}^n - \theta_{m_i}^n)} \right] \quad (\text{B.6})$$

$$u_{m_i}^{n+1} = u_{m_i}^n + \Delta t \cdot \left[-f \cdot (v_{g_i}^n - v_{m_i}^n) + \frac{(u_{g_i}^n - u_{m_i}^n)(h_i^{n+1} - h_i^n)}{h_i^n \Delta t} - \frac{(u_{*i}^2)^n}{h_i^n} \cdot (\cos\alpha)_i^n - u_{m_i}^n \cdot \frac{u_{m_{i+1}}^n - u_{m_i}^n}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{u_{m_{i+1}}^n - 2u_{m_i}^n + u_{m_{i-1}}^n}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.7})$$

$$u_{g_i}^{n+1} = u_{g_i}^n \quad (\text{B.8})$$

$$v_{m_i}^{n+1} = v_{m_i}^n + \Delta t \cdot \left[f \cdot (u_{g_i}^{n+1} - u_{m_i}^{n+1}) + \frac{(v_{g_i}^n - v_{m_i}^n)(h_i^{n+1} - h_i^n)}{h_i^n \Delta t} - \frac{(u_{*i}^2)^n}{h_i^n} \cdot (\sin\alpha)_i^n - u_{m_i}^n \cdot \frac{v_{m_{i+1}}^n - v_{m_i}^n}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{v_{m_{i+1}}^n - 2v_{m_i}^n + v_{m_{i-1}}^n}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.9})$$

$$v_{\xi_1}^{n+1} = v_{\xi_1}^n \quad (\text{B.10})$$

Período de Transição e Estável

$$h_{s_1}^{n+1} = \frac{-2.(G_*^n - D_1^n)}{g_{s_1} \cdot (\overline{w'\theta'})_{0_1}^n} \text{ até que } \left| \frac{(h_{s_1}^{n+1} - h_{s_1}^n)}{\partial t} - \frac{(\overline{w'\theta'})_{0_1}^n}{(\theta_{m_1}^n - \theta_{m_1}^s)} \right| \leq 0,05. \left| \frac{(\overline{w'\theta'})_{0_1}^n}{(\theta_{m_1}^n - \theta_{m_1}^s)} \right| \quad (\text{B.11})$$

$$h_{s_1}^{n+1} = h_{s_1}^n + \Delta t. \left[\frac{2.(G_*^n - D_1^n)}{g_{s_1} \cdot ((\theta_{m_1}^n - \theta_{m_1}^s)/\theta_{m_1}^s)} + \frac{(\overline{w'\theta'})_{0_1}^n}{(\theta_{m_1}^n - \theta_{m_1}^s)} - u_{m_1}^s \cdot \frac{h_{s_{l+1}}^n - h_{s_1}^n}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{h_{s_{l+1}}^n - 2h_{s_1}^n + h_{s_{l-1}}^n}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.12})$$

$$h_{r_1}^{n+1} = h_{r_1}^n + \Delta t. \left[-u_{m_1}^r \cdot \frac{h_{r_{l+1}}^n - h_{r_1}^n}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{h_{r_{l+1}}^n - 2h_{r_1}^n + h_{r_{l-1}}^n}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.13})$$

$$\theta_{m_1}^{s_{n+1}} = \theta_{m_1}^s + \Delta t. \left[\frac{(\overline{w'\theta'})_{0_1}^n}{h_{s_1}^n} - a.(\theta_{m_1}^s - \theta_{G_1}^n) - u_{m_1}^s \cdot \frac{\theta_{m_{l+1}}^s - \theta_{m_1}^s}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{\theta_{m_{l+1}}^s - 2\theta_{m_1}^s + \theta_{m_{l-1}}^s}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.14})$$

$$\theta_{m_1}^{r_{n+1}} = \theta_{m_1}^r + \Delta t. \left[-a.(\theta_{m_1}^r - \theta_{G_1}^n) - u_{m_1}^r \cdot \frac{\theta_{m_{l+1}}^r - \theta_{m_1}^r}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{\theta_{m_{l+1}}^r - 2\theta_{m_1}^r + \theta_{m_{l-1}}^r}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.15})$$

$$\theta_{AL_1}^{n+1} = \theta_{AL_1}^n \quad (\text{B.16})$$

$$C_{m_i}^{s, n+1} = C_{m_i}^{s, n} + \Delta t \cdot \left[\frac{(w' C')_i^n}{h_{s_i}^n} - u_{m_i}^s \cdot \frac{C_{m_{i+1}}^{s, n} - C_{m_i}^{s, n}}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{C_{m_{i+1}}^{s, n} - 2C_{m_i}^{s, n} + C_{m_{i-1}}^{s, n}}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.17})$$

$$C_{m_i}^{r, n+1} = C_{m_i}^{r, n} + \Delta t \cdot \left[-u_{m_i}^s \cdot \frac{C_{m_{i+1}}^{r, n} - C_{m_i}^{r, n}}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{C_{m_{i+1}}^{r, n} - 2C_{m_i}^{r, n} + C_{m_{i-1}}^{r, n}}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.18})$$

$$C_{AL_i}^{n+1} = C_{AL_i}^n \quad (\text{B.19})$$

$$u_{m_i}^{s, n+1} = u_{m_i}^{s, n} + \Delta t \cdot \left[-f \cdot (v_{g_i}^n - v_{m_i}^s) + \frac{(u_{m_i}^r - u_{m_i}^s)(h_{s_i}^{n+1} - h_{s_i}^n)}{h_{s_i}^n \Delta t} - \frac{(u_{*i}^2)^n}{h_{s_i}^n} \cdot (\cos \beta)_i^n - \right. \\ \left. u_{m_i}^s \cdot \frac{u_{m_{i+1}}^{s, n} - u_{m_i}^{s, n}}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{u_{m_{i+1}}^{s, n} - 2u_{m_i}^{s, n} + u_{m_{i-1}}^{s, n}}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.20})$$

$$u_{m_i}^{r, n+1} = u_{m_i}^{r, n} + \Delta t \cdot \left[-f \cdot (v_{g_i}^n - v_{m_i}^r) - u_{m_i}^r \cdot \frac{u_{m_{i+1}}^{r, n} - u_{m_i}^{r, n}}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{u_{m_{i+1}}^{r, n} - 2u_{m_i}^{r, n} + u_{m_{i-1}}^{r, n}}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.21})$$

$$u_{g_i}^{n+1} = u_{g_i}^n \quad (\text{B.22})$$

$$v_{m_i}^{s, n+1} = v_{m_i}^{s, n} + \Delta t \cdot \left[f \cdot (u_{g_i}^{n+1} - u_{m_i}^{s, n+1}) + \frac{(v_{m_i}^r - v_{m_i}^s)(h_{s_i}^{n+1} - h_{s_i}^n)}{h_{s_i}^n \Delta t} - \frac{(u_{*i}^2)^n}{h_{s_i}^n} \cdot (\sin \beta)_i^n - \right. \\ \left. u_{m_i}^s \cdot \frac{v_{m_{i+1}}^{s, n} - v_{m_i}^{s, n}}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{v_{m_{i+1}}^{s, n} - 2v_{m_i}^{s, n} + v_{m_{i-1}}^{s, n}}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.23})$$

$$v_{m_i}^{r, n+1} = v_{m_i}^{r, n} + \Delta t \cdot \left[f \cdot (u_{g_i}^n - u_{m_i}^{r, n}) - u_{m_i}^r \cdot \frac{u_{m_{i+1}}^{r, n} - u_{m_i}^{r, n}}{\Delta x} + K_h \cdot \left[\frac{u_{m_{i+1}}^{r, n} - 2u_{m_i}^{r, n} + u_{m_{i-1}}^{r, n}}{\Delta x^2} \right] \right] \quad (\text{B.24})$$

$$v_{\varepsilon_i}^{n+1} = v_{\varepsilon_i}^n \quad (\text{B.25})$$

onde Δt é o passo de integração no tempo, o índice n representa o n -ésimo passo no tempo, e o índice i representa o i -ésimo ponto da grade horizontal. O índice s representa as variáveis médias no interior da camada de mistura estável, e o índice r representa as variáveis médias no interior da camada de mistura residual. Os ângulos do vetor tensão de Reynolds de superfície durante o período convectivo, α , e durante o período estável, β , são dados por:

$$\alpha_i^n = \tan^{-1} \left(\frac{v_{m_i}^n}{u_{m_i}^n} \right) \quad (\text{B.26})$$

$$\beta_i^n = \tan^{-1} \left(\frac{v_{m_i}^s}{u_{m_i}^s} \right) \quad (\text{B.27})$$