

Tese de Livre-Docência

Investigação da Camada Limite Planetária na Região de Iperó

Amauri Pereira de Oliveira

**Departamento de Ciências Atmosféricas
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Universidade de São Paulo
São Paulo, Brasil**

Setembro de 2003

Índice

	Página
Agradecimentos.....	3
Resumo.....	4
Abstract.....	5
1. Introdução.....	6
1.1. Objetivo.....	11
2. Experimento de campo do Projeto Iperó.....	15
2.1. Dados de altitude.....	20
2.2. Dados de superfície.....	27
2.3. Análise dos dados.....	30
2.3.1. Comparação entre os dados de superfície e de altitude.....	34
2.3.2. Ciclo diurno das escalas características.....	38
2.3.3. Balanço de energia na superfície.....	42
2.3.4. Camada de mistura.....	43
2.3.5. Jatos de baixos níveis.....	44
2.3.6. Oscilação diurna do vento na superfície.....	48
2.3.7. Efeitos não locais.....	50
3. Modelagem numérica de camada limite planetária atmosférica.....	55
3.1.1. Teoria da similaridade.....	58
3.1.2. Modelo de camada de mistura.....	62
3.1.3. Modelos de fechamento de 1ª e de 1½ ordem.....	67
3.1.4. Modelo de fechamento de segunda ordem.....	72
3.1.5. Modelo de simulação dos turbilhões de grande escala.....	81
3.2. Esquema numérico do modelo de fechamento de segunda ordem.....	88
3.2.1. Equações médias.....	88
3.2.2. Equações dos momentos estatísticos de segunda ordem.....	90
3.2.3. Condições de contorno.....	97
3.2.4. Características da grade.....	99

Índice

	Página
3.2.5. Condição inicial.....	99
3.2.6. Controle da saturação do ar.....	107
3.2.7. Estimativa da altura da camada limite planetária.....	107
3.3. Descrição do acoplamento com a superfície.....	109
3.3.1. Representação da vegetação.....	112
3.3.2. Balanço de radiação na superfície da vegetação.....	113
3.3.3. Balanço de radiação na superfície do solo.....	126
3.3.4. Balanço de energia na camada de vegetação.....	128
3.3.5. Estimativa da temperatura da superfície da folhagem.....	140
3.3.6. Estimativa da temperatura da superfície do solo.....	145
3.3.7. Efeito da umidade nas propriedades térmicas do solo.....	150
3.3.8. Estimativa da umidade da superfície do solo.....	153
3.3.9. Método de estimativa de u_* , θ_* e q_*	160
4. Simulação Numérica da CLP em Iperó.....	170
4.1. Evolução noturna da camada limite planetária.....	173
4.2. Evolução diurna da camada limite planetária.....	186
4.3. Comparação com observações em Iperó.....	197
5. Conclusão.....	207
6. Referências.....	214

Agradecimentos

Eu gostaria de agradecer a todos os professores, técnicos, funcionários e alunos do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo que contribuíram para a elaboração deste trabalho.

Agradeço a Fapesp, ao CNPq e a CAPES pelo financiamento dos projetos de pesquisa que permitiram executar o projeto Iperó.

Agradeço a Marinha do Brasil pela permissão em executar as campanhas de medidas de turbulência no Centro Experimental Aramar.

Eu dedico este trabalho aos meus filhos Beatriz e Guilherme.

Resumo

O gerenciamento ambiental de instalações industriais, empreendimentos agrícolas ou de áreas urbanas depende da determinação do transporte de poluentes na atmosfera, que por sua vez, envolve o conhecimento detalhado da estrutura dinâmica e termodinâmica da camada limite planetária, dos padrões locais de circulação, dos principais sistemas de tempo atuantes na região e suas variações sazonais. A forma mais adequada de determinar as propriedades da camada limite planetária em regiões com topografia complexa e ocupação do solo heterogênea é através de modelos numéricos de dispersão que permitam determinar o papel da turbulência no transporte de poluentes. Neste trabalho é apresentada uma análise dos dados de um experimento micrometeorológico desenhado para dar subsídios à avaliação do potencial de dispersão atmosférico da instalação industrial localizada na região de Iperó. Com base nesta análise verificou-se que para levar-se em conta a complexidade da camada limite planetária de uma região como a de Iperó é necessário um modelo de numérico com uma resolução vertical suficientemente grande para representar circulações locais e os jatos de baixos níveis. Além disso, o modelo tem que ter capacidade de reproduzir as propriedades necessárias para estimar o efeito da turbulência sobre o transporte de poluente com sensibilidade e versatilidade suficientes para reproduzir os processos de interação superfície-atmosfera. Concluiu-se que, do ponto de vista da dispersão de poluentes em Iperó, o modelo de fechamento de segunda ordem acoplado a um esquema de interação solo-biosfera-atmosfera preenche todos estes requisitos com um custo computacional pequeno. Neste trabalho tanto o desenvolvimento do modelo quanto os resultados numéricos são descritos em detalhes com o objetivo de subsidiar outros estudos de avaliação de impacto ambiental.

Abstract

The environmental management of industrial installations, agriculture activities and urban areas depends on the evaluation of pollutant transport throughout the atmosphere, which in turn implies in a detailed description of the planetary boundary layer dynamic and thermodynamics properties, circulations patterns and their seasonal variations. The appropriate way to estimate these properties over areas with complex topography and heterogeneous land cover is using numerical dispersion models that allow representing the role of turbulence on the pollutant transport. In this work is shown an analysis of micrometeorological experiment designed to evaluate the potential of atmospheric dispersion in an industrial facility located in Iperó. Based on this analysis it was concluded that in order to take into consideration the complexity of the planetary boundary layer, like the one in Iperó, is necessary to use model with large vertical resolution to capture the local circulations and low-level jets. Besides, this model should be able to provide all required properties to estimate the effects of turbulence on the pollutant transport with enough sensitivity and versatility to reproduce the processes resulting from surface-atmosphere interactions. In this work the model development and the numerical simulation results are described in details aiming to contribute to other environmental impact studies.

1. Introdução

A camada limite planetária (CLP) é a região da atmosfera em contato direto com a superfície onde está localizada a maior parte das fontes naturais e antropogênicas de gases e material particulado, sendo, portanto, onde os poluentes lançados sofrem as primeiras transformações químicas ao serem transportados pelo vento e pela turbulência.

A CLP tem sua origem ligada aos processos turbulentos associados às trocas de energia, momento e massa na superfície. Os fluxos verticais turbulentos de calor sensível e latente determinam em grande parte a estrutura vertical média da temperatura e da umidade na CLP, enquanto o transporte vertical turbulento de momento horizontal condiciona a estrutura dinâmica média da CLP.

Durante o período diurno a turbulência na CLP é mantida pela produção térmica e pela produção mecânica de energia cinética turbulenta (ECT) e pode ser dividida em três camadas: camada limite superficial (CLS), com altura de dezenas de metros e onde ocorre a geração de turbulência mecânica e térmica e os gradientes verticais das propriedades médias são intensos; camada de mistura (CM), com espessura de até 2000 m e onde os gradientes verticais das propriedades médias são pequenos e camada de transição (CT), com espessura variável entre 50 e 200 m e onde a turbulência é intermitente e os gradientes verticais das propriedades médias são intensos (Nieuwstadt e Duynkerke, 1996). A CLS pode ser subdividida em quatro camadas: inercial, de rugosidade, do dossel e a sub-dossel. A camada inercial ocupa a região externa da CLS e é onde vale a teoria da similaridade de Monin e Obukov. A camada de rugosidade está localizada imediatamente acima da superfície definida pelo topo da cobertura do solo (vegetação, edifícios, etc) e é onde a turbulência é determinada pela ação individual dos elementos de rugosidade. As demais subcamadas da CLS estão localizadas entre a superfície do solo e topo da cobertura do solo (Hogstrom, 1996; Mahrt, 2000).

Durante o período noturno a turbulência é mantida pela produção mecânica de ECT. A noite a turbulência é dissipada pela destruição térmica de ECT associada à presença de uma estratificação estável induzida pelo resfriamento radiativo da superfície. Como a intensidade da turbulência é menor no período noturno nem sempre é possível identificar as quatro camadas na CLP é estável, sendo ainda muito comum observar a presença de uma camada de mistura residual (CMR) imediatamente acima da CLP estável. Esta camada em geral remanesce da CM formada durante o

período diurno e caracteriza-se pela ausência de turbulência e a presença de jatos de baixos níveis (JBN) (Oliveira e Fitzjarrald, 1994; Banta *et al.*, 2002).

As variações horizontais das propriedades térmicas, radiativas e aerodinâmicas da superfície afetam significativamente a estrutura horizontal da CLP (Marht, 2000), induzindo com frequência circulações horizontais (Segal e Arritt, 1992; Oliveira e Fitzjarrald, 1994; Stivari *et al.*, 2003). Além disso, a presença de vales e montanhas pode induzir contrastes térmicos e gradientes horizontais de pressão suficientemente intensos de modo a modificar não só a estrutura termodinâmica como também a estrutura dinâmica da CLP (Lee e Kimura, 2001; Karam, 2002).

Para avaliar o potencial de dispersão de poluentes atmosféricos em determinada região é necessário avaliar a evolução espacial da estrutura dinâmica e termodinâmica da CLP, os padrões locais de circulação e os principais sistemas de tempo atuantes na região e suas variações sazonais.

Assim, o gerenciamento ambiental de instalações industriais, empreendimentos agrícolas ou de áreas urbanas depende em grande parte da determinação do transporte de poluentes na atmosfera, que por sua vez, envolve um conhecimento detalhado da evolução temporal e espacial da atmosfera como um todo, e da CLP em particular.

Em regiões de topografia complexa e com ocupação heterogênea do solo, determinar o potencial de dispersão só é possível através da realização de observações detalhadas da evolução temporal e espacial da estrutura dinâmica e termodinâmica da CLP nas áreas mais representativas desta região.

O transporte de poluentes na atmosfera pode ser caracterizado através da realização de observações simultâneas da evolução temporal e espacial da CLP e da distribuição espacial e temporal do(s) poluente(s). Quando a fonte do poluente não está associada a uma instalação industrial já existente esta caracterização deve ser realizada através da liberação controlada de traçadores. Em ambos os casos, contudo, o custo desse levantamento é elevado (Zannetti, 1990). Além disso, estudos observacionais deste tipo requerem a mobilização de grupos de pesquisa da área observacional, que não somente utilizem equipamentos, mas que também realizem pesquisa na área de desenvolvimento de equipamentos e de técnicas de observação. No presente momento não existem tais grupos para executar este tipo de atividade no Brasil.

O transporte turbulento de poluentes na CLP pode também ser determinado através de simulações analógicas da CLP em tanques de convecção (Lu e Arya, 1995). Apesar das limitações impostas

pelas influências das fronteiras (rígidas) e das dificuldades tecnológicas associadas à reprodução das condições da CLP atmosférica, este tipo de técnica ganhou considerável importância depois dos resultados obtidos por Willis e Deardorff (1978). Entre outras coisas, eles comprovaram a existência do efeito de levantamento (abaixamento) de um poluente liberado próximo (afastado) da superfície em uma CLP convectiva. Existem no Brasil poucos laboratórios que utilizam tanques de convecção para investigar dispersão de poluentes na CLP atmosférica (Pereira, 1997).

Uma outra forma analógica de simular o transporte de poluentes na atmosfera é através da utilização de túnel de vento atmosférico (Cermak, 1995). No túnel de vento atmosférico (Fig. 1.1) os ensaios podem ser repetidos várias vezes e a determinação dos padrões de transporte de uma determinada região de topografia complexa pode ser obtida através do acompanhamento das trajetórias de traçadores.

O progresso mais importante no entendimento da turbulência atmosférica tem sido atingido através de campanhas observacionais (Garratt *et al.*, 1996; Wood, 2000, Marht, 2000). Na América Latina, a maior parte das campanhas observacionais da CLP tem se concentrado sobre a Floresta Amazônica, como os programas “GTE ABLE 2A e 2B”, realizados em 1985 e 1987 (Martin *et al.*, 1989; Oliveira e Fitzjarrald, 1993) e o experimento “Large Scale Biosphere Atmosphere Experiment in Amazonia - LBA”, iniciado em 1998 (Freitas *et al.*, 2000).

Apesar das regiões subtropicais do Brasil terem sofrido uma intensa utilização do solo, muito pouco é conhecido a respeito da estrutura da CLP nestas regiões. Por exemplo, a região da Mata Atlântica, que originalmente ocupou grande parte da região subtropical do Brasil, hoje ocupa somente 7%. Os 93% restantes são ocupados por agricultura, pastos e áreas urbanas. Além disso, a maior parte das instalações industriais do Brasil e das usinas geradoras de energia elétrica estão localizadas nas regiões subtropicais do Brasil.

Infelizmente, o atual estado da arte no gerenciamento da poluição do ar no Brasil está baseado na aplicação direta de modelos numéricos operacionais validados para condições meteorológicas diferentes da maior parte das condições encontrados no Brasil. No caso do Brasil, onde a legislação ambiental existe desde 1970, as agencias locais fiscalizadores do meio ambiente acatam as avaliações de riscos ambientais baseados no conjunto de modelos operacionais recomendados pela EPA (“Environmental Protection Agency”) (Peters *et al.*, 1995). Apesar desta recomendação, todos estes modelos foram validados para condições meteorológicas típicas de latitudes médias e não

existe razão para se acreditar que as características da CLP possam ser extrapoladas para outras áreas.



Figura 1.1: Túnel de vento atmosférico desenvolvido pelo Instituto de Pesquisa Tecnológicas do Estado de São Paulo para simular a camada limite planetária na região de Iperó.

Face às dificuldades existentes, principalmente associadas ao custo, na caracterização observacional através de campanhas de medidas ou de simulações analógicas (tanque de convecção ou túnel de vento atmosférico) o transporte de poluentes na atmosfera é normalmente avaliado através de modelos matemáticos.

Os modelos matemáticos que determinam as propriedades da atmosfera e o seu efeito sobre o(s) poluente(s) são denominados de modelos de dispersão, e representam uma importante ferramenta de investigação dos transportes de poluentes na atmosfera e podem ser divididos em duas categorias: Eulerianos e Lagrangianos.

Nos modelos Eulerianos, a concentração do poluente em um determinado ponto do espaço e no tempo é representada através do valor da concentração dos elementos de fluido que estão ocupando este ponto e no instante em questão, sem levar em conta a origem do elemento do fluido. No caso

Euleriano, a maior dificuldade reside na determinação da difusividade turbulenta na CLP que represente a dispersão em todos os regimes de estabilidade encontrados na atmosfera (Ebert *et al.*, 1989; Nieuwstadt, 1995). Além disso, a difusividade turbulenta não pode ser especificada de forma única quando existe mais de uma fonte (Zannetti, 1990).

Nos modelos Lagrangianos cada elemento que compõe o escoamento é identificado através da sua posição no instante inicial e a evolução temporal e espacial da concentração do poluente é obtida através da determinação da trajetória de cada elemento de fluido que compõe o escoamento. A principal dificuldade na utilização desses modelos reside na obtenção das quantidades estatísticas relevantes, uma vez que a maior parte dos dados experimentais é coletada em um sistema de referência Euleriano. Assim, se faz necessário estabelecer uma relação entre as variáveis Eulerianas e as correspondentes variáveis Lagrangianas (Hanna, 1984).

Em geral, os modelos Eulerianos estão restritos às limitações impostas pelo esquema numérico e ao fechamento utilizado. Por exemplo, os *fechamentos locais* (“*K-Theory*”) são válidos para descrever o transporte de poluentes na parte inferior da CLP convectiva, e em toda a CLP estável e neutra. Por outro lado, o transporte turbulento na parte superior da CLP convectiva só pode ser representado através das teorias de fechamento *não-locais* (Nieuwstadt, 1995).

Nos modelos Lagrangianos de difusão de partículas, a concentração do poluente é obtida a partir da determinação da trajetória das partículas em suspensão no fluido. Quando o deslocamento das partículas em um escoamento turbulento é visto como um processo estocástico, a posição da partícula em cada instante é dada pela posição de maior probabilidade de se encontrar tal partícula (Lamb, 1984). Do ponto de vista numérico, a determinação da difusão turbulenta de poluentes na CLP é mais apropriada dentro de um sistema de referência Lagrangiano, por ser mais simples e não apresentar difusão numérica artificial (Wilson e Sawford, 1996; Stohl, 1998).

Do ponto de vista da atmosfera, ambos os métodos requerem estimativas evolução da espacial e temporal da altura da CLP, do campo da velocidade média, das variâncias das três componentes da velocidade e das escalas características de tempo (ou de comprimento) da turbulência. No caso Lagrangiano, é necessário determinar as escalas integrais de tempo Lagrangianas, enquanto que no Euleriano torna-se necessário estimar a escala de comprimento de mistura.

Assim, o desempenho dos modelos de dispersão atmosférica depende, em grande parte, da precisão com que a evolução temporal e espacial das propriedades dinâmicas e termodinâmicas do

escoamento turbulento é especificada. A forma mais adequada de determinar estas propriedades é através de modelos numéricos que possam ser utilizados para simular o papel da turbulência na atmosfera. Estes modelos em geral são denominados modelos numéricos da CLP.

A maior parte dos modelos numéricos da CLP utilizados em conjunto com modelos de dispersão está baseada no tratamento estatístico da turbulência. Estes modelos de CLP requerem a solução do problema de fechamento associado à ordem dos momentos estatísticos prognosticados através das equações de balanço de momento, energia e massa. As soluções existentes, independentemente da ordem do problema de fechamento, estão baseadas em medidas experimentais e apresentam deficiências na representação de muitos processos físicos (Garratt *et al.*, 1996).

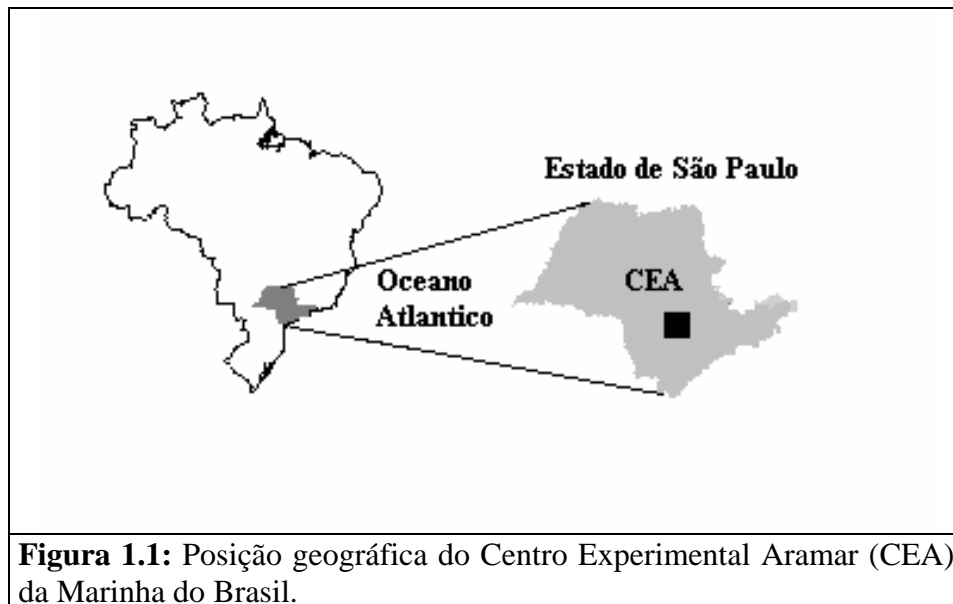
Parte dessa deficiência reside no fato de que os escoamentos turbulentos são constituídos por vórtices de várias escalas de comprimento, que são descritos de forma global nestas parametrizações. Outra parte está relacionada à dificuldade de se obter uma caracterização observacional das diferentes condições meteorológicas para ser utilizada para validar as parametrizações utilizadas nestes modelos. Outra deficiência importante nos modelos de CLP é a dificuldade encontrada em representar os processos de troca de energia, massa e momento na interface solo-atmosfera que levem em conta a presença de vegetação (Siqueira e Katul, 2002) e a ocupação urbana (Vu *et al.*, 2002). A não homogeneidade da superfície determina em última instância a distribuição espacial das trocas na CLS, determinando as características das subcamadas que vão além das descrições feitas na maioria dos modelos de CLP (Marht, 2000).

1.1 Objetivo

O objetivo geral desta tese é estabelecer a maneira mais adequada de avaliar o potencial de dispersão atmosférica sobre uma região com topografia complexa e localizada em latitude subtropical.

A região escolhida é a de Iperó, localizada no interior do Estado de São Paulo (Fig. 1.2), onde a Marinha do Brasil mantém o Centro Experimental Aramar (CEA). Esta instalação industrial, entre outras coisas, opera um sistema de purificação de urânio através do método de cascata de centrifugas. Apesar do rígido controle radiológico existente, o manejo de material radiativo em escala industrial pode sempre representar a possibilidade de liberação acidental na atmosfera. Tendo em vista o impacto que uma possível liberação possa causar nas populações e na economia da região onde a instalação industrial está localizada torna-se importante desenvolver um esquema

prognóstico do potencial de dispersão que envolva também um contínuo monitoramento das propriedades da CLP.



Em 1991 e 1993 o grupo de Micrometeorologia do IAG/USP realizou 4 campanhas intensivas de medidas de campo, cada uma com duas semanas de duração. Estas campanhas de medidas fizeram parte do projeto científico denominado “projeto Iperó”, financiado pela FAPESP (Proc. No. 90/4492-2) e pelo CNPq (Proc. No. 910132/93-3 e 910157/95). No projeto Iperó foram efetuadas, pela primeira vez por um grupo 100 % brasileiro, observações com sensores de turbulência - anemômetro sônico, higrômetro de Krypton e termômetro de arame fino - acoplados a uma torre micrometeorológica de 12 m. Foram utilizados também sensores de radiação solar e terrestre para estimativa do balanço de radiação, e sensores de temperatura e umidade do solo para determinar as propriedades térmicas e conteúdo de umidade do solo. Perfis verticais de temperatura, umidade e vento, com alta resolução vertical e temporal, foram determinados através de balões cativo e radiossonda.

Os dados da CLP do projeto Iperó constituem em um acervo único no estado de São Paulo, onde as propriedades da CLP foram quantificadas de forma intensiva sobre uma região com topografia complexa. Este conjunto de dados tem sido utilizado em várias dissertações de mestrado (Molnary, 1993; Vasconcelos, 1995; Karam, 1995, Targino, 1999; Lamesa, 2001; Veleda, 2001) e teses de

doutorado (Krusche, 1999; Karam, 2002; Pereira, 2003). Todos estes trabalhos tiveram como objetivo comum caracterizar as propriedades da CLP na região de Iperó e, muitos deles, abordaram a questão da dispersão atmosférica considerando uma emissão hipotética de um poluente inerte emitido por uma fonte pontual e contínua localizada na superfície.

Como será mostrado neste trabalho a CLP na região de Iperó apresenta um grau grande de complexidade, sendo afetada pela penetração de brisa marítima; circulações locais induzidas pela topografia complexa (anabático, catabático, canalização) e por JBN. Estes fenômenos têm um forte impacto na evolução temporal e espacial da CLP e, qualquer modelo numérico utilizado para simular adequadamente a CLP em Iperó deve apresentar uma resolução vertical e horizontal suficientemente grande para representá-los. Além disso, o modelo tem que ter sensibilidade e versatilidade suficientes para que a complexidade dos processos que representam a interação entre a superfície e a CLP nesta região possam ser incorporadas de forma adequada.

Será mostrado que do ponto de vista da modelagem da dispersão de poluentes os modelos de fechamento de segunda ordem acoplado a um esquema de interação solo-biosfera-atmosfera fornecem a forma mais adequada de estimar as propriedades da CLP (altura, vento médio, variâncias da velocidade e as escalas de comprimento de mistura turbulenta), combinando versatilidade em representar diferentes processos e custo computacional pequeno em uma relação aos demais modelos disponíveis.

O modelo de fechamento de segunda ordem utilizado neste trabalho está baseado no fechamento proposto por Mellor e Yamada (1982) e modificados por Nakanishi (2001). Este modelo permite determinar os valores médios, as variâncias e co-variâncias da velocidade, temperatura e umidade específica com resolução vertical bastante grande (10 m) próximo à superfície. Ele permite também estimar a altura da CLP e distribuição espacial da escala de comprimento característica. Estes parâmetros combinados fornecem uma descrição da CLP adequada para aplicações em modelos de dispersão em qualquer tipo de topografia e ocupação do solo.

O esquema de interação solo-biosfera-atmosfera, utilizado neste trabalho está baseado em grande parte no método proposto por Deardorff (1978). Ele inclui o efeito da vegetação no balanço de energia na superfície considerando-a com uma camada com capacidade térmica nula. Este esquema permite estimar a temperatura e umidade específica do ar na superfície do solo através do método “Forced-Restored”, onde comportamento da temperatura e umidade do solo é descrito em termos de um ciclo diurno e anual. Apesar das simplificações existentes no esquema, principalmente

associadas ao papel da vegetação no balanço de energia, massa e momento na sub-camada de rugosidade, o esquema requer um número bastante grande de constantes para especificar o papel da vegetação e da umidade do solo.

Com base nos resultados acumulados durante o projeto Iperó e apresentados neste trabalho verifica-se que a questão do diagnóstico e do prognóstico do impacto causado por fontes industriais na atmosfera é uma questão que ainda está para ser respondida de forma adequada para regiões com topografia complexa e ocupação do solo heterogênea. A aplicação indiscriminada de modelos de dispersão, como tem sido feito no Brasil, sem um estudo prévio da CLP local, para avaliar o impacto ambiental de fontes poluidoras industriais não tem respaldo científico adequado e deve ser revista. Espero que esta tese contribua para estabelecer uma metodologia de estudo da CLP aplicada a validação de modelos de dispersão de poluentes.

No capítulo 2 desse trabalho é apresentada uma descrição detalhada das campanhas de observação do projeto Iperó. As descrições do modelo de fechamento de segunda ordem e do esquema de interação solo-biosfera-atmosfera são apresentadas no capítulo 3. O capítulo 4 contém os principais resultados da simulação da CLP em Iperó. Finalmente as conclusões são apresentadas no capítulo 5.

2. Experimento de campo do Projeto Iperó

As observações descritas aqui foram realizadas no Centro Experimental Aramar da Marinha do Brasil, localizado em Iperó, no Estado de São Paulo ($23^{\circ}25'S$ e $47^{\circ}35'W$), à aproximadamente 160 km do oceano Atlântico e cerca de 550 m acima do nível médio do mar (Fig. 2.1a).

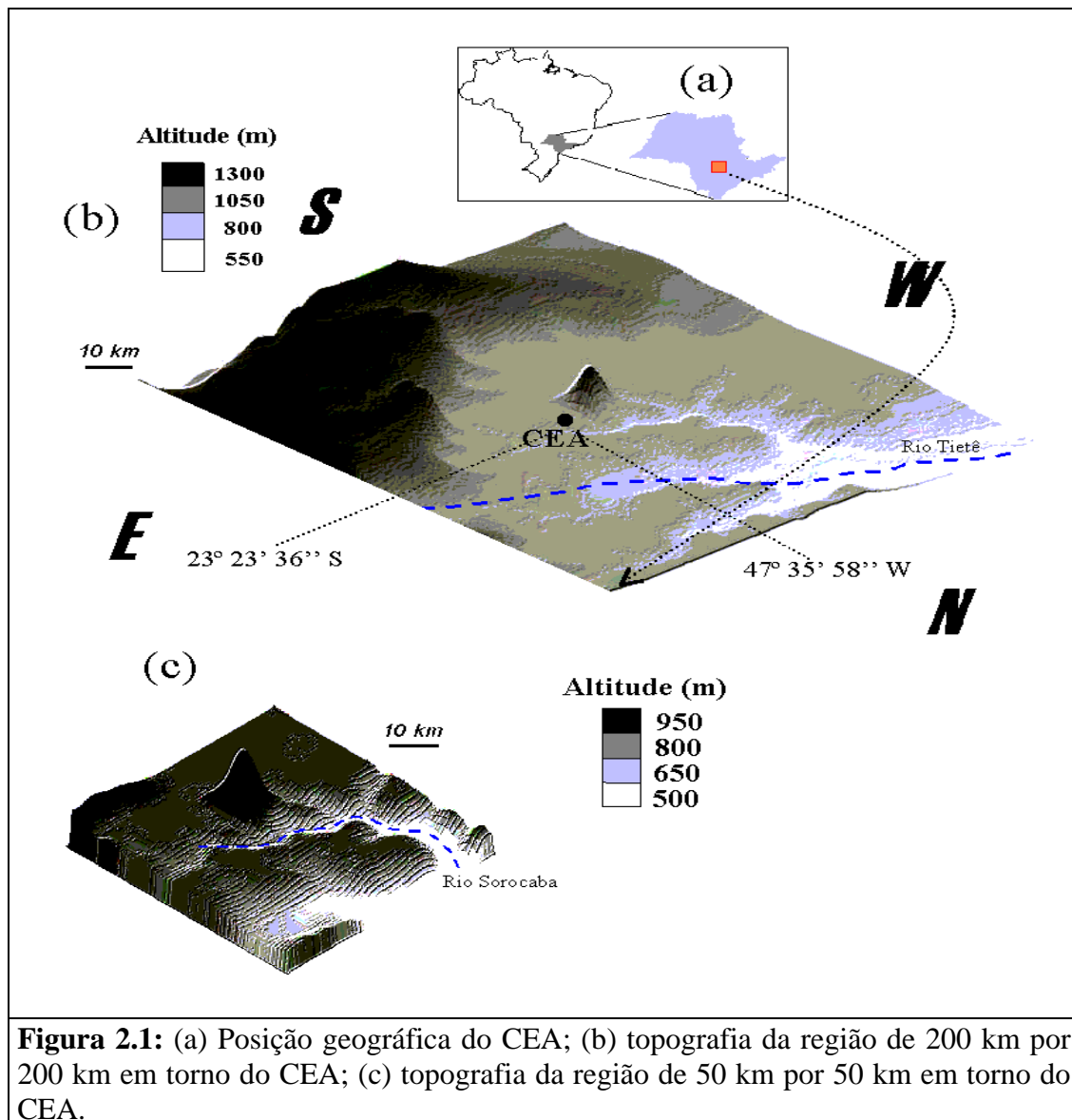
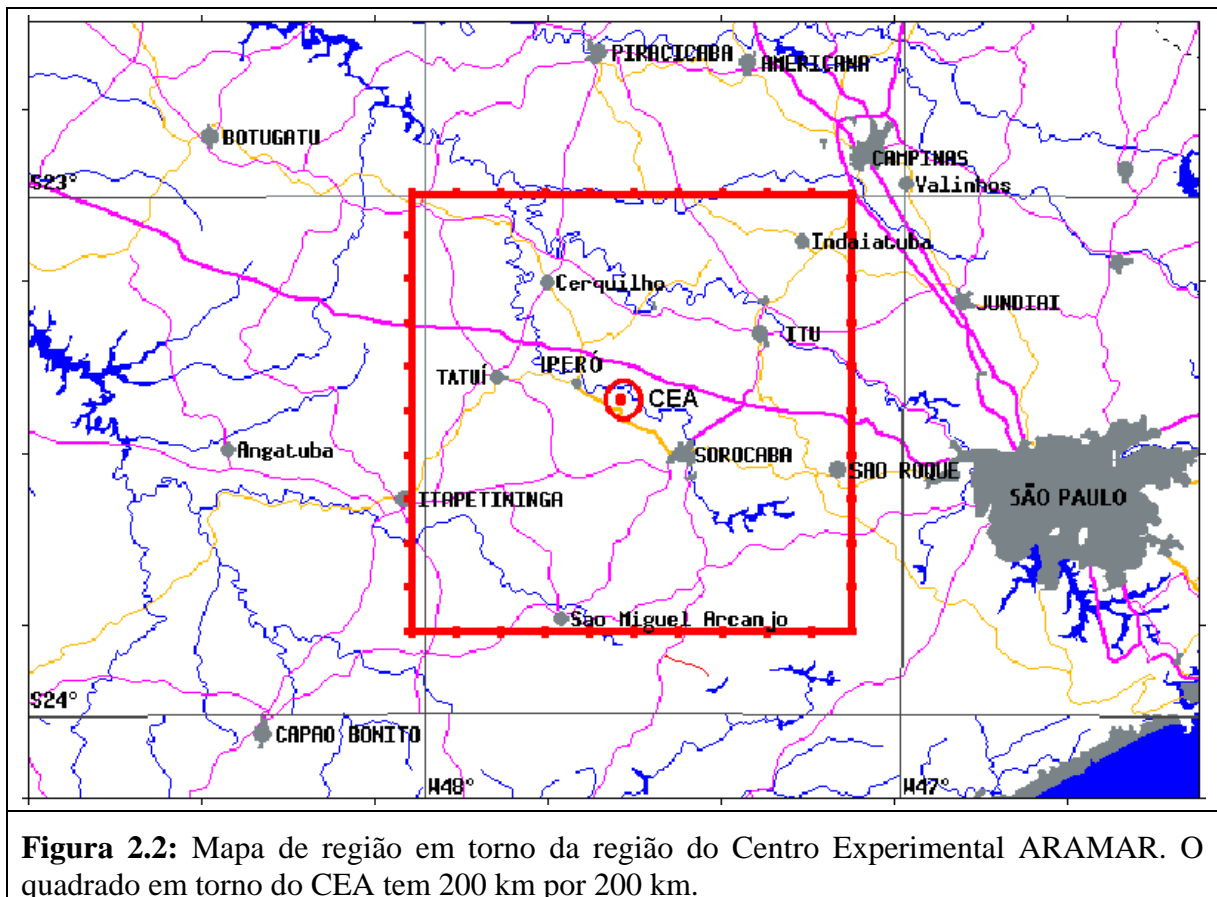


Figura 2.1: (a) Posição geográfica do CEA; (b) topografia da região de 200 km por 200 km em torno do CEA; (c) topografia da região de 50 km por 50 km em torno do CEA.

O CEA está localizado em uma área densamente povoada do Estado de São Paulo. Nesta região, considerando um quadrado de 200 km de lado em torno do CEA (Fig. 2.2) estão localizadas 5 cidades com populações acima de 300 mil habitantes (Tab. 2.1). Em especial destaca-se a cidade de

Sorocaba com quase 500 mil habitantes e que se encontra localizada a cerca de 18,5 km a SE do CEA. Ventos de NW, frequentemente observados na região durante o período diurno transportariam material radiativo para Sorocaba. A cidade de Iperó com uma população de quase 20 mil habitantes e distante cerca de 10 km a NW de CEA, representa a região urbana significativa mais próxima. Neste caso, os ventos de SE, predominantes na região durante o período noturno, transportariam material radiativo em um escala de tempo bastante pequena. Apesar de hipotéticas, estas alusões ao potencial de contaminação são possíveis de ocorrer no caso de uma liberação acidental de material radiativo na atmosfera.



Considerando uma área de 100 km por 100 km em torno do CEA, verifica-se que o local do experimento está situado a SW do vale do rio Tietê, que por sua vez está orientado ao longo da direção ESE-WNW (Fig. 2.1b). Considerando a área de um quadrado de 50 km por 50 km em torno de CEA, verifica-se que a topografia local é determinada pelo vale do rio Sorocaba, que cruza a

área na direção NW-SE (Fig. 2.1c). Duas outras características topográficas importantes da região são o morro de Araçoiaba a SW do CEA (Fig. 2.1c), com elevações de até 300 m e o arco de montanhas nos quadrantes SE, E e SW, com elevações que se estendem até cerca de 1000 metros (Fig.2.1b).

Tabela 2.1: Distribuição da população das cidades em função da distância ao Centro Experimental ARAMAR. Fonte IBGE - Censo 2000. Cidades com mais de 300 mil habitantes estão realçadas.

Nº	Cidade	População	Distância (km)	Nº	Cidade	População	Distância (km)
1	Iperó	19.183	10,1	10	Angatuba		74,0
2	Sorocaba	497.649	18,5	11	Campinas	968.172	74,3
3	Tatui	93.299	25,7	12	Jundiaí	322.798	74,3
4	Cerquilha	29.508	28,6	13	Piracicaba	328.312	75,6
5	Itu	135.304	31,4	14	Americana	182.084	77,1
6	São Roque	66.480	48,6	15	São Paulo*	10.405.867	100,0
7	São M. Arcanjo	30.769	48,6	16	Botucatu	108.112	101,4
8	Itapetininga	125.411	50,0	17	Capão Bonito		102,8
9	Indiatuba	146.829	51,4				

* Área metropolitana com 18 milhões de habitantes.

Os experimentos de Iperó são constituídos de quatro campanhas de observações, todas realizadas no CEA. A primeira campanha ocorreu em março de 1991, em uma região plana com cerca 30 por 30 m e coberta com grama curta. As outras três campanhas ocorreram em março de 1992, julho de 1992 e em março de 1993, em uma área plana de 500 m por 500 m, usada para finalidades agrícolas (Tab. 2.2).

A ocupação do solo na área de 50 km por 50 km em torno de Iperó é mostrada na figura 2.3. Verifica-se que a maior parte desta região é ocupada por atividade agrícola (70 %), de tal forma que a ocupação do solo apresenta uma variação sazonal associada as diferentes culturas plantadas nesta área. A área urbana a SE de CEA, é formada pela região de Sorocaba e por outras cidades menores, representando cerca de 13 % da região. A cidade de Iperó é muito pequena para ser visível na figura 2.3.

Tabela 2.2: Campanhas de medidas de Iperó.

Campanha	Período	Superfície	Área*	Condição
1 ^a	11 a 21 de março de 1991	Gramma curta (0,1m)	30 m	Verão
2 ^a	9 a 20 de março de 1992	Milho alto (1,5 m)	500 m	Verão úmido
3 ^a	28 de julho a 7 de agosto de 1992	Gramma curta (0,3 m)	500 m	Inverno seco
4 ^a	8 a 19 de março de 1993	Milho baixo (0,5 m)	500 m	Verão seco

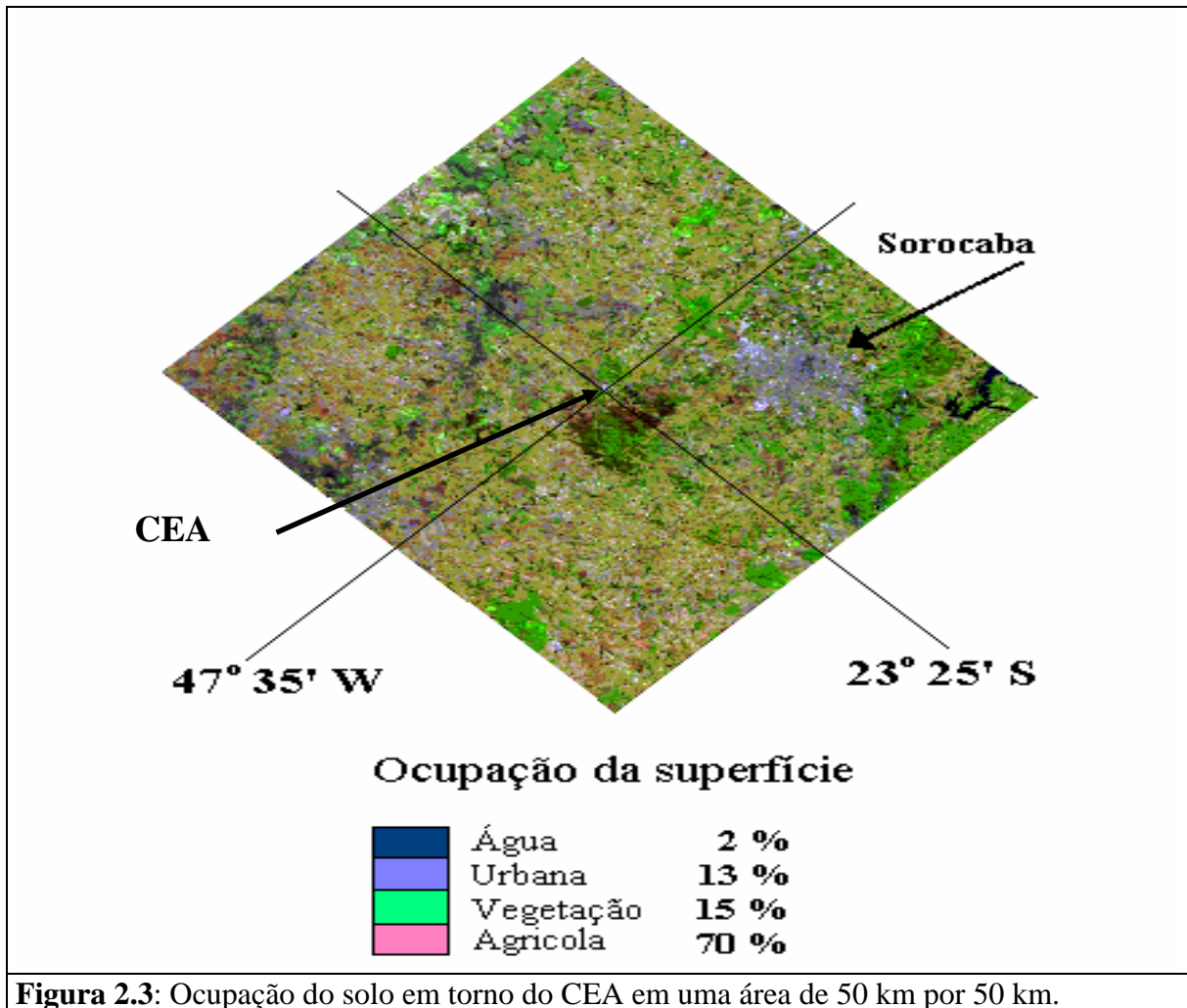
(* raio da homogeneidade horizontal)

No primeiro experimento foi utilizada uma torre de 6 metros através da qual os dados de turbulência foram coletados utilizando-se um conjunto de sensores de resposta rápida localizado a 5,0 m da superfície. Nos outros três experimentos foi utilizada uma torre de 12 metros que permitiu a inclusão de mais dois níveis de medidas de turbulência: 3,0 e 9,4 m. Em todas as campanhas os sensores de resposta rápida estavam orientados no setor SE, correspondendo à direção prevalecente do vento em Iperó (Molnary, 1993).

Na tabela 2.3 são apresentadas as características dos equipamentos usados nestes experimentos. Durante a primeira campanha as observações de precipitação e velocidade e direção do vento horizontal foram realizadas na estação meteorológica do CEA, localizada a 300 m da torre de 6 metros. Esta estação era equipada com uma torre de 120 metros, com sensores de velocidade e direção do vento em três níveis: 10, 60 e 80 metros. Nesta estação eram também coletados totais diários de precipitação através de um pluviômetro convencional. Durante a segunda, terceira e quarta campanha dados de vento da torre de 120 metros do CEA também estavam sendo coletados.

Na primeira campanha medidas de radiação solar global, refletida, direta e líquida foram obtidas instalando-se os sensores a 2 m da superfície. Nessa campanha medidas de fluxo de calor no solo foram feitas instalando-se um fluxímetro 0,01 metros de profundidade.

Durante a segunda, terceira e quarta campanha de medidas de radiação foram incluídos também sensores de radiação de onda longa. O pirgeômetro foi utilizado para medir radiação atmosférica na segunda e quarta campanhas e a emissão da superfície na terceira campanha também a 2 m da superfície. Nestas três campanhas, foram observadas temperatura e umidade do ar a 2, 4 e 10 m acima da superfície; fluxo de calor no solo a 0,01 e 0,08 m de profundidade e temperatura do solo a 0,01, 0,08 e 0,15 m de profundidade.



Durante todas as campanhas em Iperó foram realizadas sondagens verticais da atmosfera utilizando-se balão cativo (Fig. 2.4). Estas sondagens forneceram perfis verticais de temperatura, umidade e velocidade e direção do vento horizontal nos primeiros 1000 metros da atmosfera. Sondagens verticais da atmosfera, com balão radiossonda, foram realizadas na segunda e quarta campanhas (Tab. 2.4). Ambos os sistemas foram fabricados pela A.I.R INC. O balão cativo usado em Iperó tinha 2,25 m³ e operava com vento de até 10 m s⁻¹. O cabo permitia uma sondagem até 1000 m de altura. Esta característica restringiu a operação do balão cativo durante os experimentos e impediu uma descrição mais completa da CLP da região, pois como será verificado neste capítulo a CLP em Iperó ultrapassou os 1000 metros durante boa parte dos experimentos. Durante o período noturno o limite operacional do balão cativo também foi atingido com bastante frequência devido a presença de jatos de baixos níveis.

Tabela 2.3: Sensores utilizados durante as campanhas de medidas em Iperó.

		1ª campanha		2ª, 3ª e 4ª campanha	
		Nível	Frequência	Nível	Frequência
Sensores de Turbulência	Anemometro Sônico (Campbell)	5,0 m	1 e 10 Hz	3,0, 5,0 e 9,4 m	1 e 10 Hz
	Sensor direção do vento (Hobeco)	-	-	11,5 m	1 e 10 Hz
	Anemometro de hélice Gill (R.M. Young)	-	-	11,5 m	1 e 10 Hz
	Termopar de arame fino (Campbell)	5,0 m	1 e 10 Hz	3,0, 5,0 e 9,4 m	1 e 10 Hz
	Higrômetro de Krypton (Campbell)	5,0 m	1 e 10 Hz	3,0, 5,0 e 9,4 m	1 e 10 Hz
Outros Sensores	Piranômetro PSP (Eppley)	2,0 m	1 Hz	2,0 m	0,2 Hz
	Pirheliômetro (Eppley)	2,0 m	1 Hz	2,0 m	0,2 Hz
	Radiômetro Líquido (Protótipo)	2,0 m	1 Hz	-	-
	Radiômetro Líquido Q-6 (REBS)	-	-	2,0 m	0,2 Hz
	Fluxímetro (REBS)	-	-	0,01 e 0,08 m	0,2 Hz
	Fluxímetro (Protótipo)	0,01 m	1 Hz	-	-
	Termômetro de solo (Campbell)	-	-	0,01, 0,08 e 0,15 m	0,2 Hz
	Sensor de umidade do solo (Delmhorst)	-	-	0,04 m	0,2 Hz
	Termo-higrômetro (Vaisala)	-	-	2,0, 4,0 e 10,0 m	0,2 Hz
	Sensor de Precipitação tipo "Tipping Bucket" (TE)	-	-	1,0 m	0,2 Hz
	Pirgeômetro (Eppley)	-	-	2,0 m	0,2 Hz
	Barômetro (Setra)	-	-	Superfície	0,2 Hz
	Barômetro Aneróide Fischer (VEB)	Superfície	Horária	Superfície	Horária
	Psicrômetro (Hassman)	Superfície	Horária	Superfície	Horária
	Termógrafo (VEB)	0,5 m	Gráfica	1,5 m	Gráfica
Higrógrafo (VEB)	0,5 m	Gráfica	1,5 m	Gráfica	
Barógrafo (VEB)	0,5 m	Gráfica	1,5 m	Gráfica	

2.1. Dados de altitude

As sondagens foram realizadas através de um balão cativo (Fig. 2.4) e de balões com radiossondas. O balão cativo operou com uma sonda modelo TS-3A-SP da AIR Inc, contendo sensores de pressão atmosférica (p), temperatura de bulbo seco (T) e do bulbo úmido (T_w), velocidade ($Vel.$) e direção ($Dir.$) do vento horizontal. As radiossondagens foram realizadas com uma sonda modelo AS-3A-4035 da AIR Inc, com sensores de pressão, temperatura de bulbo seco e úmido. Em ambos os casos os sensores transmitem os dados via frequência de radio de 403 MHz para o sistema de aquisição de dados modelo ADAS-3B da AIR Inc. No caso das radiossondagens, quando as condições atmosféricas permitiram, os ventos foram determinados a partir dos dados de azimute e elevação

observados com teodolito meteorológico a cada 30 segundos. Os erros instrumentais fornecidos pelo fabricante são indicados na tabela 2.5.



Figura 2.4: Local das campanhas de observação do projeto Iperó.

Tabela 2.4: Número de sondagens realizadas durante as quatro campanhas de medidas em Iperó.

Campanha	Balão Cativo	Radiossonda
1ª	88	-
2ª	34	13
3ª	57	-
4ª	105	8
Total	284	21

Os dados de balão cativo e de radiossondagem foram organizados de forma a permitir uma análise adequada dentro do contexto do projeto. Nesse sentido foram elaborados programas em linguagem Fortran para verificar a consistência dos dados e para padronização dos arquivos.

Tendo em vista que os dados das sondagens foram obtidos em quatro campanhas entre 1991 e 1993, parte dos dados estava organizada em arquivos digitais e parte não estava digitada. Além da digitação dos dados, foi também efetuada uma inspeção visual de todas as variáveis observadas para remover os erros. Os erros mais comuns encontrados foram erros de digitação e também valores espúrios resultantes de problemas de comunicação entre as sondas e o sistema de recepção.

Tabela 2.5: Erros instrumentais dos sensores do balão cativo e da radiossonda.		
Parâmetro	Sensor	Erro
T e Tw	Termistor	0,2 °C
Vel.	Anemômetro de 3 conchas	-
Dir.	Compasso Magnético	5 graus
p	Cápsula Aneróide	-

Os dados já digitados em arquivos estavam em formatos diferentes e nem todas as variáveis meteorológicas tais como temperatura potencial, razão de mistura e componentes zonal e meridional do vento estavam incluídas. Assim, o programa em linguagem Fortran de tratamento de dados foi modificado de forma a ler todos os arquivos originais de dados, nos diferentes formatos e gerar um arquivo em um formato padrão com 14 variáveis (Tab. 2.6). Além disso, este programa também gera um arquivo com os dados interpolados em pontos de grade utilizando um espaçamento de 5 metros para os dados de balão cativo e de 50 metros para os dados de radiossonda.

Para interpolar os dados das sondagens foi utilizado um esquema de ajuste de um polinômio de grau 6 pela técnica dos mínimos quadrados proposta por Press *et al.* (1986). Além da representação em ponto de grade, o ajuste também permite uma representação mais suave das variáveis meteorológicas. A representação em pontos de grade, por sua vez, permite manipular as variáveis meteorológicas de forma mais adequada para o tratamento estatístico (determinação de estrutura média, etc) como também estimar derivadas espaciais (estimativa do cisalhamento vertical do vento, gradiente vertical de temperatura, número de Richardson, etc). No caso das sondagens de balão cativo, a variação natural da pressão atmosférica entre a saída e chegada do balão e as

diferenças associadas ao “drift” de pressão da cápsula aneróide da sonda foram distribuídas igualmente ao longo dos valores de pressão de modo que em todas as sondagens o valor da pressão atmosférica de chegada é sempre igual a de saída do balão. Esta correção foi importante porque foram encontradas diferenças de pressão em torno de 2 mb com muita frequência, tornando necessário o cálculo da altura dos níveis a partir dos valores de pressão corrigidos.

Tabela 2.6: Descrição do formato dos arquivos de sondagem de balão cativo e radiossonda gerados pelo programa de verificação.

Coluna	Parâmetro	Unidade
1	ano	
2	dia do ano	
3	hora	hr
4	altura	m
5	pressão	mb
6	temperatura do ar	°C
7	temperatura do bulbo úmido do ar	°C
8	umidade relativa do ar	%
9	velocidade do vento	ms ⁻¹
10	direção do vento	graus
11	temperatura potencial do ar	K
12	razão de mistura do ar	gkg ⁻¹
13	componente zonal do vento	ms ⁻¹
14	componente meridional do vento	ms ⁻¹

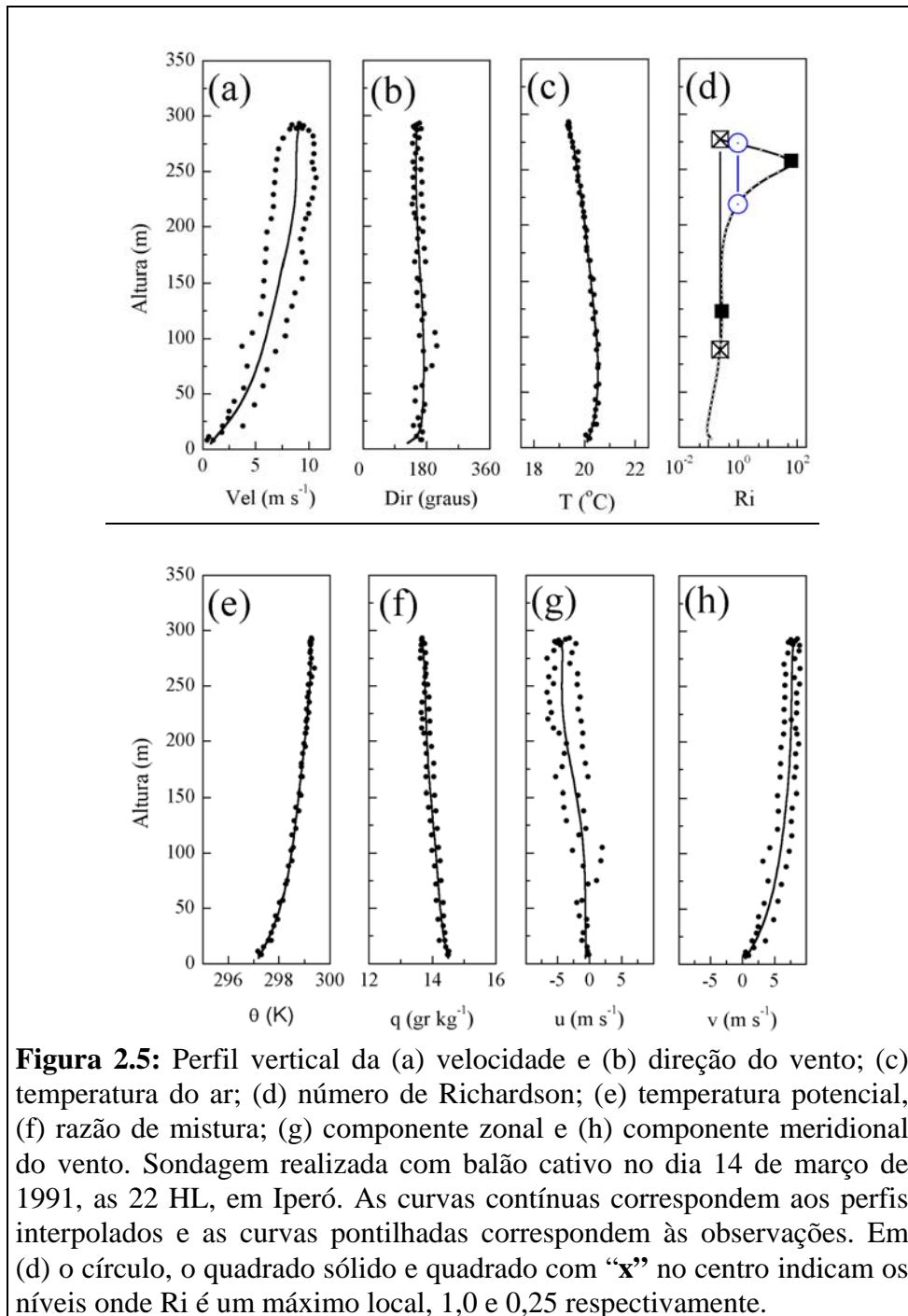
No caso das sondagens efetuadas por balão cativo, a interpolação permite também estimar a estrutura média em ponto de grade entre os perfis de subida e descida. Este fato é particularmente importante no caso da velocidade do vento o qual tende a ser subestimada durante a subida e superestimada durante a descida do balão. Assim, o vento médio obtido pela interpolação passa a ser mais representativo do campo do vento real. Deve ser enfatizado que a velocidade e direção do vento foram determinadas a partir da interpolação das suas componentes zonal e meridional.

Um exemplo do desempenho do esquema de interpolação é apresentado na figura 2.5 para uma sondagem com balão cativo realizada no dia 14 de março de 1991, as 22 HL, em Iperó (1ª campanha de medidas). Neste exemplo pode-se verificar que os perfis verticais de velocidade e direção do vento interpolados (linha contínua na Figs. 2.5a,b) correspondem a um valor médio entre

os perfis observados na subida e a descida do balão (indicados por pontos na Figs. 2.5a,b). Deve ser ressaltado que estes perfis foram calculados a partir das componentes do vento interpoladas separadamente (Figs. 2.5g,h). A interpolação no caso dos perfis verticais de temperatura do ar (Fig. 2.5c), temperatura potencial (Fig. 2.5e) e umidade específica (Fig. 2.5f) também apresentaram bons resultados em termos de representação da estrutura média entre a subida e a descida do balão.

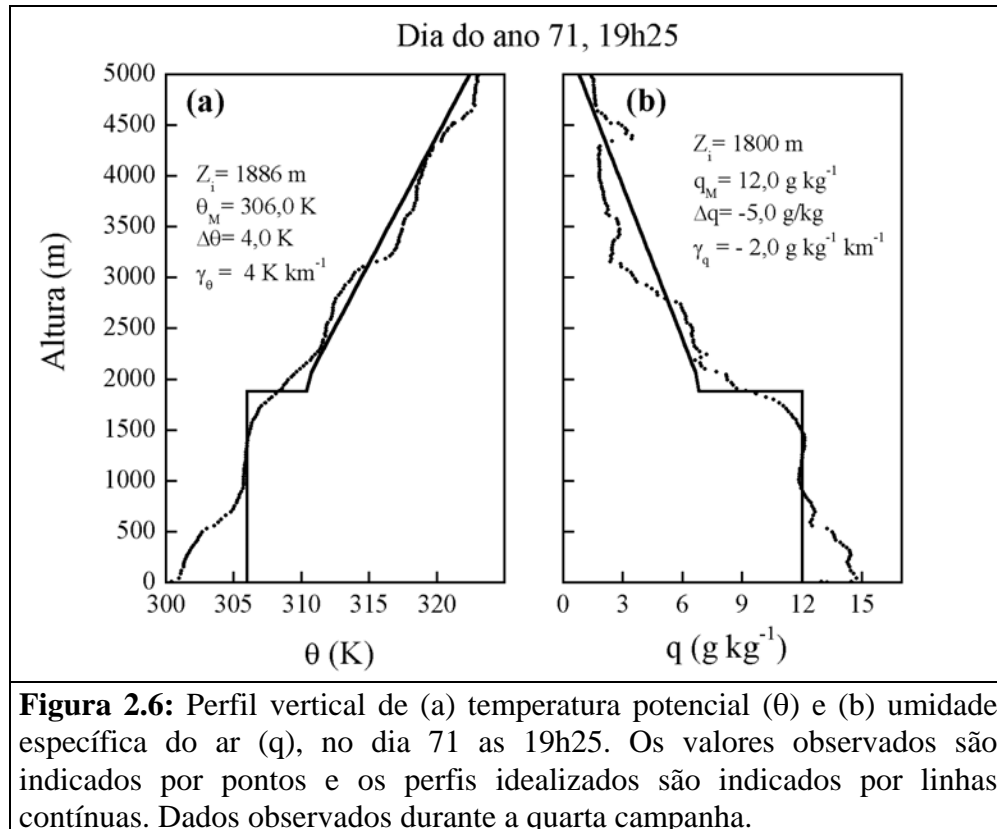
Uma outra vantagem importante da interpolação é que o perfil vertical de qualquer parâmetro calculado a partir dos perfis interpolados torna-se suave. Por exemplo, o perfil vertical do número de Richardson (Ri) utilizado na identificação da extensão da CLP durante o período noturno (Garrat, 1981; Marth *et al.*, 1982; Zilitinkevich e Baklanov, 2002), apresenta muitas oscilações quando é determinado a partir dos perfis verticais observados. Estas oscilações no perfil vertical de Ri (não mostradas aqui) são resultantes das oscilações naturais apresentadas pelos gradientes verticais de temperatura potencial e velocidade do vento observado e dificultam a determinação do topo da CLP noturna. Por outro lado, o perfil de Ri estimado a partir dos perfis interpolados são muito mais suaves, e como mostrado no exemplo da figura 2.5d, facilitam a determinação da altura da CLP, que neste caso estende-se até 225 m se for adotado como o critério a região da atmosfera onde $Ri \leq 1$. Considerando como critério $Ri \leq 0,25$, a altura CLP nesta sondagem não ultrapassou 100 m.

No caso das radiossondagens não foi possível utilizar os dados de vento. Contudo, após a verificação dos dados, utilizou-se os perfis de temperatura e umidade para determinar as características básicas da atmosfera tais como: extensão vertical, intensidade da inversão de temperatura e umidade no topo da CLP e taxa de variação vertical de temperatura potencial e umidade específica da atmosfera livre entre o topo da CLP e 5000 m. Para tanto, ajustou-se um modelo de CLP do tipo camada de mistura de ordem zero para inferir as características desejadas (Fig. 2.6). Esta metodologia é bastante utilizada porque a camada de mistura é uma das feições mais robustas da CLP sobre regiões continentais, onde enérgica cinética turbulenta é mantida pelo aquecimento da superfície e também pelo resfriamento das nuvens estratiformes (Pelly e Belcher, 2001).

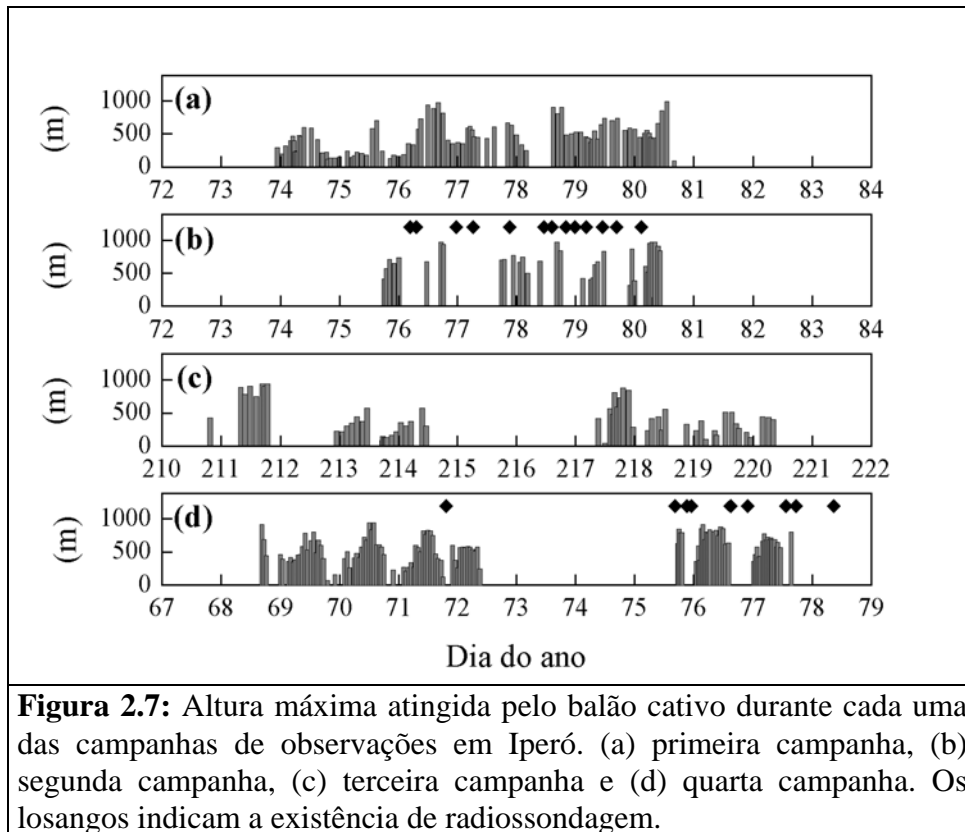


As observações de temperatura potencial e umidade específica foram consideradas ajustadas ao modelo de CLP só quando o ajuste ocorreu de forma simultânea. Este ajuste permitiu identificar a altura da CLP (Z_i), a temperatura potencial e a umidade específica da camada de mistura (θ_M , q_M), a intensidade da inversão de temperatura e umidade no topo da camada de mistura ($\Delta\theta$, Δq) e o gradiente vertical de temperatura potencial e de umidade específica na atmosfera livre (γ_θ , γ_q). Nos casos em que modelo de CLP não se aplicou foi ajustado uma reta através dos dados até 5000 m e

foram estimados somente os gradientes verticais de temperatura potencial (γ_θ) e de umidade específica (γ_q). Em ambos os casos o ajuste foi feito de forma visual. Na tabela 2.7 são apresentados os resultados deste tipo de análise dos dados do experimento de março de 1993.



Durante as quatro campanhas de medidas de Iperó foi possível obter 284 sondagens com balão cativo e 22 com radiossonda com qualidade (Tab. 2.4). As sondagens com balão cativo estão distribuídas da seguinte forma: 88 na 1ª campanha (março de 1991), 34 na 2ª campanha (março de 1992), 57 na 3ª campanha (julho/agosto de 1992) e 105 na 4ª campanha. As sondagens com radiossonda estão distribuídas da seguinte forma: 13 na 2ª campanha (março de 1992) e 8 na 4ª campanha (março de 1993). A frequência de realização de sondagens está indicada na figura 2.7. Em média, as sondagens com balão cativo apresentaram uma resolução vertical relativa constante e igual a 4 m enquanto que as com radiossonda apresentaram uma resolução vertical variável entre 25 e 40 m.



2.2. Dados de superfície

Durante as quatro campanhas de medidas de Iperó foram realizadas observações intensivas de vários parâmetros meteorológicos que caracterizaram as trocas de energia, momento e massa na superfície. Estes dados serão denominados dados de superfície.

Além dos parâmetros meteorológicos convencionais tais como temperatura, umidade, pressão atmosférica, velocidade e direção do vento e precipitação foram realizadas medidas das flutuações de temperatura, umidade e velocidade do vento com frequência de amostragem entre 1 e 10 Hz (medidas de turbulência); medidas de radiação solar global, refletida e direta; medidas de radiação atmosférica e radiação líquida (medidas de radiação), medidas de temperatura, umidade e fluxo de calor no solo (medidas de solo).

Tabela 2.7: Altura da CLP (Z_i), temperatura potencial da CM (θ_M), intensidade da inversão de temperatura potencial no topo da CLP ($\Delta\theta_M$), taxa de variação vertical de temperatura potencial (γ_θ), umidade específica da CM (q_M), intensidade da inversão de umidade específica no topo da CLP (Δq_M), taxa de variação vertical de umidade específica (γ_q). Valores estimados a partir dos dados de radiossondagem realizadas em Iperó durante a 4ª Campanha em março de 1993.

Dia do ano	Dia	Hora Local	Z_i (m)	θ_M (K)	$\Delta\theta$ (K)	γ_θ (K km ⁻¹)	q_M (g kg ⁻¹)	Δq_M (g kg ⁻¹)	γ_q (g kg ⁻¹)km ⁻¹
71	12.03.93	19:25	1886	306,0	4,0	4,0	12,0	-5,0	-2,0
75	16.03.93	16:05	1500	-	-	4,0	10,0	-2,0	-1,6
75	16.03.93	21:11	-	-	-	4,0	-	-	-1,9
75	16.03.93	23:01	-	-	-	4,0	-	-	-1,9
76	17.03.93	14:55	1226	304,0	1,0	5,0	11,5	-3,0	-1,3
76	17.03.93	21:37	1226	305,0	1,0	3,0	12,8	-3,0	-1,9
77	18.03.93	13:20	1130	306,5	1,8	3,0	15,0	-3,8	-2,5
78	19.03.93	08:43	1130	302,3	1,8	4,5	13,1	-2,6	-2,0

Durante a primeira campanha (março de 1991), as observações de superfície foram realizadas em uma área ocupada por um campo de futebol. As medidas de turbulência foram realizadas em uma torre de 6 metros de altura instalada no ponto central desta área com os sensores colocados a 5 metros da superfície. Com exceção dos registradores gráficos, todos os demais sensores foram acoplados a um sistema de aquisição de dados do tipo “datalogger”, modelo 21XL da Campbell, que permitiu coletar e armazenar dados em arquivos na forma digital em tempo real (Tab. 2.3).

Inicialmente todos os sensores foram amostrados com frequência de 1 Hz e as observações armazenadas em um único arquivo, mas com o desenrolar do experimento modificou-se a forma de aquisição e de armazenamento. Os dados de turbulência passaram a serem amostrados com frequência de 1 Hz e armazenados em um arquivo separado dos demais dados convencionais que por sua vez passaram a ser amostrados com frequência de 0,2 Hz e armazenados na forma de médias de 5 minutos. Esta separação dos arquivos em dados de turbulência e convencionais foi mantida para os demais experimentos.

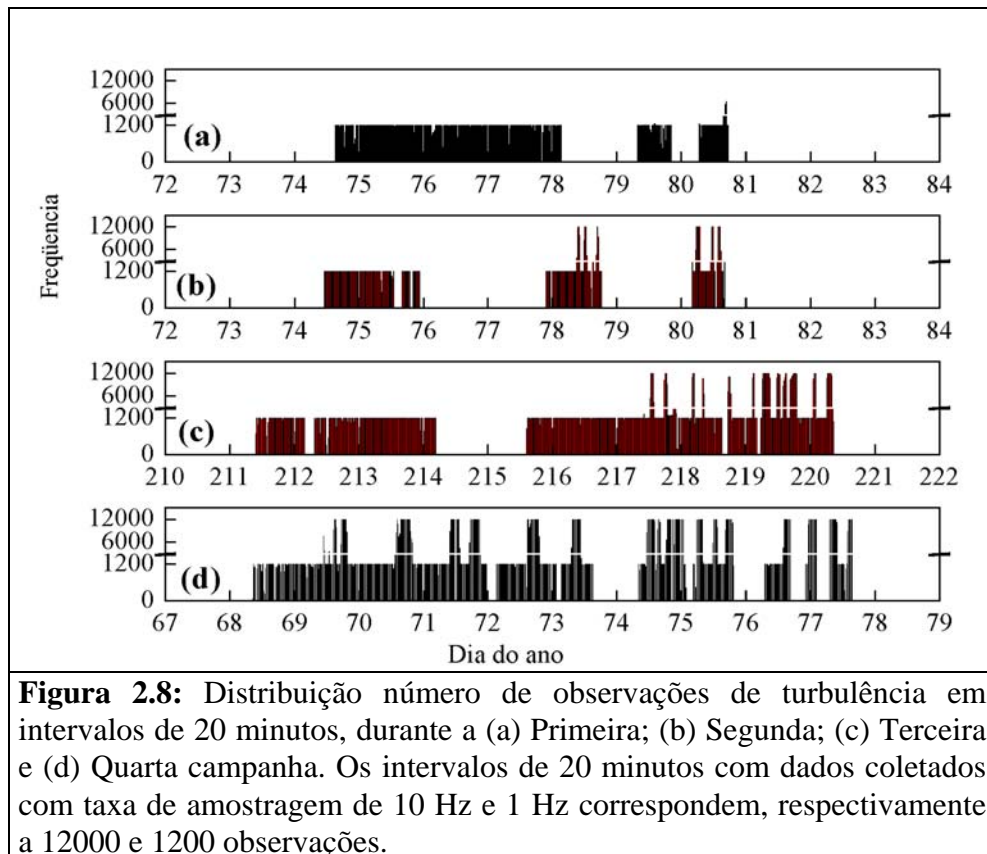
Durante a primeira campanha não foram realizadas medidas de vento e precipitação. Contudo, estes parâmetros foram observados pelo Centro Experimental Aramar a cerca de 300 metros da torre de 6 metros.

Nas três campanhas seguintes as medidas foram realizadas em outra área, denominada de Bosque dos Almirantes. Durante as campanhas essa área estava sendo utilizada para atividade agrícola para controle radiológico pelo CEA (Fig. 2.4). As observações foram realizadas na parte central desta área onde existia uma homogeneidade horizontal em um raio de 500 m. As três últimas campanhas contaram com um conjunto maior de instrumentos do que a primeira campanha, incluindo uma torre de 12 metros e dois sistemas de aquisição de dados que permitiram efetuar medidas rápidas (turbulência) com frequência de amostragem entre 1 e 10 Hz e lentas (demais sensores) com frequência de amostragem de 0,2 Hz.

Na tabela 2.8 é apresentada uma descrição de todos os parâmetros observados durante as 4 campanhas de Iperó. Foram observados ao todo 28 parâmetros obtidos através do sistema de aquisição de dados e 3 parâmetros através de registros gráficos. Dos 28 parâmetros obtidos automaticamente, 11 são parâmetros de flutuação de velocidade, temperatura e densidade de vapor de água constituíram os arquivos de turbulência. Os 17 parâmetros restantes são as medidas de radiação, temperatura e umidade de solo e do ar, fluxo de calor no solo, precipitação e pressão atmosférica e constituíram os arquivos convencionais. Os dados de temperatura, umidade relativa do ar e de pressão atmosférica obtidos pelos registros gráficos foram reduzidos, através de uma mesa digitalizadora, e armazenados nos arquivos de dados convencionais.

A organização dos dados de superfície representou uma parcela significativa do trabalho de análise dos dados do experimento de Iperó. O volume de dados coletados foi muito grande e, da mesma forma que as sondagens, os arquivos apresentaram-se em formatos diferentes de campanha para campanha. Para levar em conta todas as particularidades de cada campanha foi desenvolvido um programa em linguagem Fortran de tratamento de dados para cada campanha. Em cada programa os dados brutos são lidos e separados em arquivos de turbulência e convencionais e utilizados para calcular médias, variâncias e co-variâncias. Após vários testes optou-se por utilizar intervalos de 20 minutos para calcular os valores médios de todos os parâmetros e as variâncias e covariâncias das flutuações de velocidade, temperatura e densidade de vapor de água. Na figura 2.8 são apresentadas as distribuições dos números de observações por arquivos de 20 minutos de dados de turbulência coletados durante as 4 campanhas em Iperó. Verifica-se que a distribuição dos dados de turbulência durante as quatro campanhas, em especial os dados de flutuação de temperatura, velocidade vertical e densidade de vapor de água, observados a uma taxa de 10 Hz, indicados nesta figura pelos arquivos de 1200 valores em intervalos de 20 minutos. Na figura 2.9 são apresentadas as evoluções

temporais da radiação líquida observada durante as 4 campanhas, indicando a distribuição dos dados dos arquivos convencionais.



2.3. Análise dos dados

Para ilustrar os dados obtidos durante o experimento de Iperó serão analisados dois períodos: (i) março de 1993 – período de verão – e (ii) julho de 1992 – período de inverno. Esta análise focalizará as principais características da CLP e os padrões de dispersão de poluição na área.

O verão é a estação chuvosa nesta região, onde a precipitação ocorre principalmente no final do dia. A maior parte desta precipitação está associada à atividade convectiva induzida pelos altos conteúdos de umidade da atmosfera e pelo intenso aquecimento radiativo da superfície. No verão são também observados altos valores de precipitação durante a passagem de sistemas sinóticos de baixa pressão, muitas vezes, associados ao deslocamento de frentes-frias. Por outro lado, o inverno

é a estação seca, onde o tempo é em grande parte determinado pela passagem de frentes frias que causam significativas quedas de temperatura.

Tabela 2.8: Descrição dos parâmetros observados durante as quatro campanhas em Iperó. Os dados de turbulência estão em cinza.

Item	Parâmetro	Descrição	Unidades	Nível (m)	Experimento
1	w'_1	Velocidade vertical	$m s^{-1}$	3,0	2° ao 4°
2	T'_1	Temperatura do ar	K	3,0	2° ao 4°
3	$\rho_{a'1}$	Densidade do vapor de água	$gr m^{-3}$	3,0	2° ao 4°
4	w'_2	Velocidade vertical	$m s^{-1}$	5,0	1° ao 4°
5	T'_2	Temperatura do ar	K	5,0	1° ao 4°
6	$\rho_{a'2}$	Densidade do vapor de água	$gr m^{-3}$	5,0	1° ao 4°
7	w'_3	Velocidade vertical	$m s^{-1}$	9,4	2° ao 4°
8	T'_3	Temperatura do ar	K	9,4	2° ao 4°
9	$\rho_{a'3}$	Densidade do vapor de água	$gr m^{-3}$	9,4	2° ao 4°
10	u'_1^x	Componente zonal	$m s^{-1}$	11,5	2° ao 4°
11	v'_1	Componente meridional	$m s^{-1}$	11,5	2° ao 4°
12	$OC\downarrow$	Radiação Global	$W m^{-2}$	2,0	1° ao 4°
13	$OC\uparrow$	Radiação Refletida	$W m^{-2}$	2,0	1° ao 4°
14	$OC\downarrow_D$	Radiação Direta	$W m^{-2}$	2,0	1° ao 4°
15	Rn	Radiação Líquida	$W m^{-2}$	2,0	1° ao 4°
16	$OL\downarrow^+$	Radiação Onda Longa	$W m^{-2}$	2,0	2° ao 4°

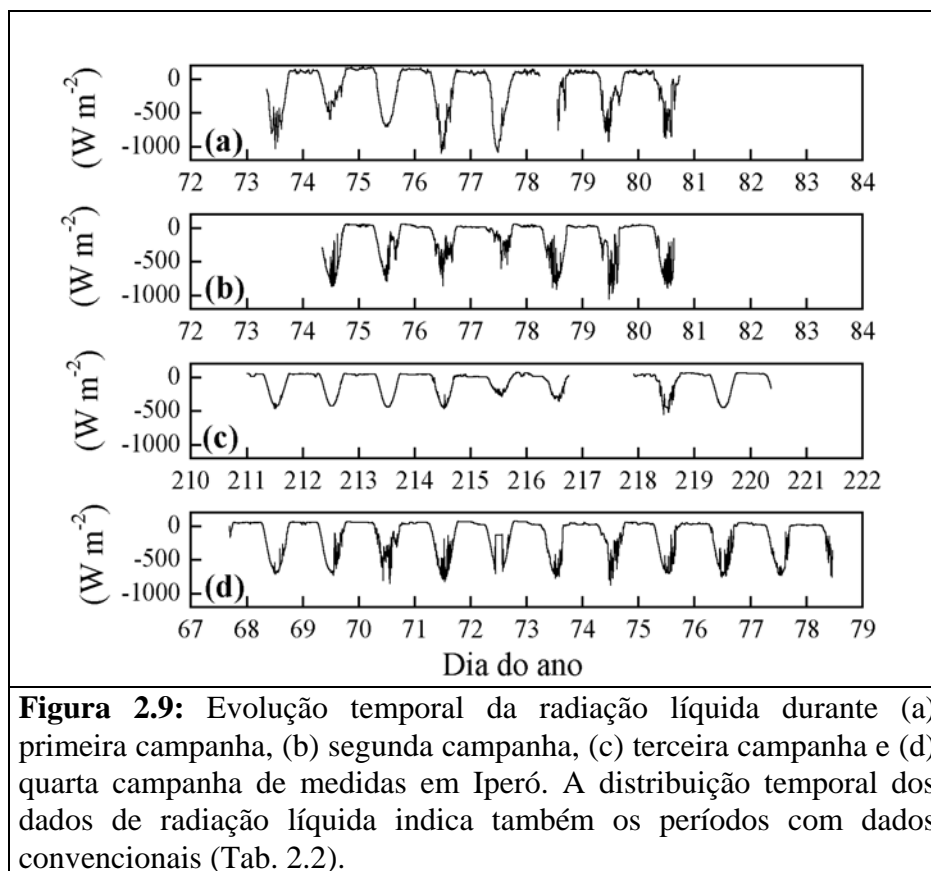
(*) Emissão de onda longa da superfície ($OL\uparrow$) na 3ª Campanha; (#) Precipitação total diária medida pelo CEA na 1ª Campanha; (†) Medido com registradores gráficos; (‡) Medido com sensor automático da 2ª a 4ª Campanha; (M) Medido manualmente; (¶) Medido a 0,5 m da superfície na 1ª Campanha. (x) Anemômetro Gill orientado na direção E-O e direção do vento medida com um sensor fabricado pela Hobeco nas 2ª e 3ª Campanhas.

Tabela 2.8: Descrição dos parâmetros observados durante as quatro campanhas em Iperó. Os dados de turbulência estão em cinza. (Continuação)					
Item	Parâmetro	Descrição	Unidades	Nível (m)	Experimento
17	G_1	Fluxo de calor no solo	$W m^{-2}$	-0,01	1° ao 4°
18	G_2	Fluxo de calor no solo	$W m^{-2}$	-0,08	2° ao 4°
19	T_{S1}	Temperatura do solo	°C	-0,01	2° ao 4°
20	T_{S2}	Temperatura do solo	°C	-0,08	2° ao 4°
21	T_{S3}	Temperatura do solo	°C	-0,15	2° ao 4°
22	T_1	Temperatura do ar	°C	2,0	2° ao 4°
23	T_2	Temperatura do ar	°C	4,0	2° ao 4°
24	T_3	Temperatura do ar	°C	10,0	2° ao 4°
25	UR_1	Umidade relativa do ar	%	2,0	2° ao 4°
26	UR_2	Umidade relativa do ar	%	4,0	2° ao 4°
27	UR_3	Umidade relativa do ar	%	10,0	2° ao 4°
28	$p^{* \#}$	Taxa de Precipitação	$mm min^{-1}$	1,5	1° ao 4°
29	T^{+M*}	Temperatura do ar	°C	1,5	1° ao 4°
30	UR^{+M*}	Umidade relativa do ar	%	1,5	1° ao 4°
31	$p^{+ \&M*}$	Pressão atmosférica	mb	1,5	1° ao 4°

(*) Emissão de onda longa da superfície (OL \uparrow) na 3ª Campanha; (#) Precipitação total diária medida pelo CEA na 1ª Campanha; (†) Medido com registradores gráficos; (⌘) Medido com sensor automático da 2ª a 4ª Campanha; (M) Medido manualmente; (*) Medido a 0,5 m da superfície na 1ª Campanha. (⌘) Anemômetro Gill orientado na direção E-O e direção do vento medida com um sensor fabricado pela Hobeco nas 2ª e 3ª Campanhas.

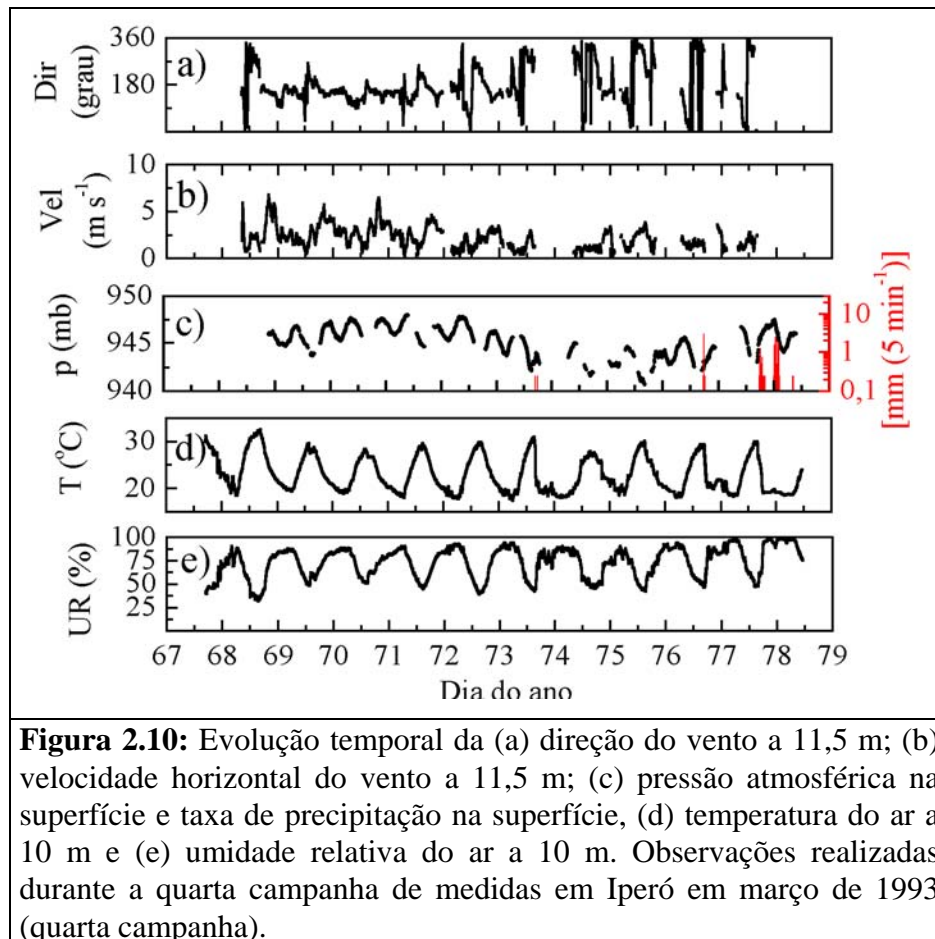
Durante a primeira parte da campanha realizada no verão 1993, até o dia 72, a região de Iperó estava sob o domínio de um anticiclone associado a um sistema de alta pressão com pouca nebulosidade e ausência de precipitação (Fig. 2.10). Neste período, a circulação na superfície era predominantemente de SE (Fig. 2.10a), com ventos de intensidade máxima em torno de $5 m s^{-1}$ durante o dia (Fig. 2.10b). Na segunda parte desta campanha, após o dia 72, ocorre uma mudança

no comportamento da atmosfera para uma condição mais típica de verão, com a ocorrência de chuvas no período da tarde, como por exemplo, nos dias 73 e 77 (Fig. 2.10c). Verifica-se que esta mudança no padrão está associada a um abaixamento da pressão atmosférica (Fig. 2.10c), a uma diminuição na amplitude da intensidade do vento (Fig. 2.10b) e no surgimento de uma oscilação diurna na direção do vento (Fig. 2.10a). Durante os dois períodos não foram observadas variações significativas na evolução diurna da temperatura e da umidade relativa do ar (Figs. 2.10d,e).



Durante a campanha de inverno observou-se em Iperó a ocorrência de um evento típico de inverno, com passagem de uma frente-fria no dia 214 (Fig. 2.11). Antes da passagem da frente fria o padrão de comportamento da atmosfera era muito similar ao observado durante o primeiro período do verão de 1993 (Fig. 2.10), com o vento oscilando principalmente em um escala diurna (Fig. 2.11a,b). Após a passagem da frente ocorreu um grande abaixamento da temperatura de 26°C no dia 214 para cerca de 8,2° C no dia 216, e um grande aumento da pressão de 945 mb no dia 214 para cerca de 955 mb (Figs. 2.11d,c). Não foi registrada precipitação neste período na área do

experimento (Fig. 2.11c), contudo durante a passagem da frente fria, a umidade relativa do ar manteve-se em patamares muito próximos ao da saturação (Fig. 2.8e).

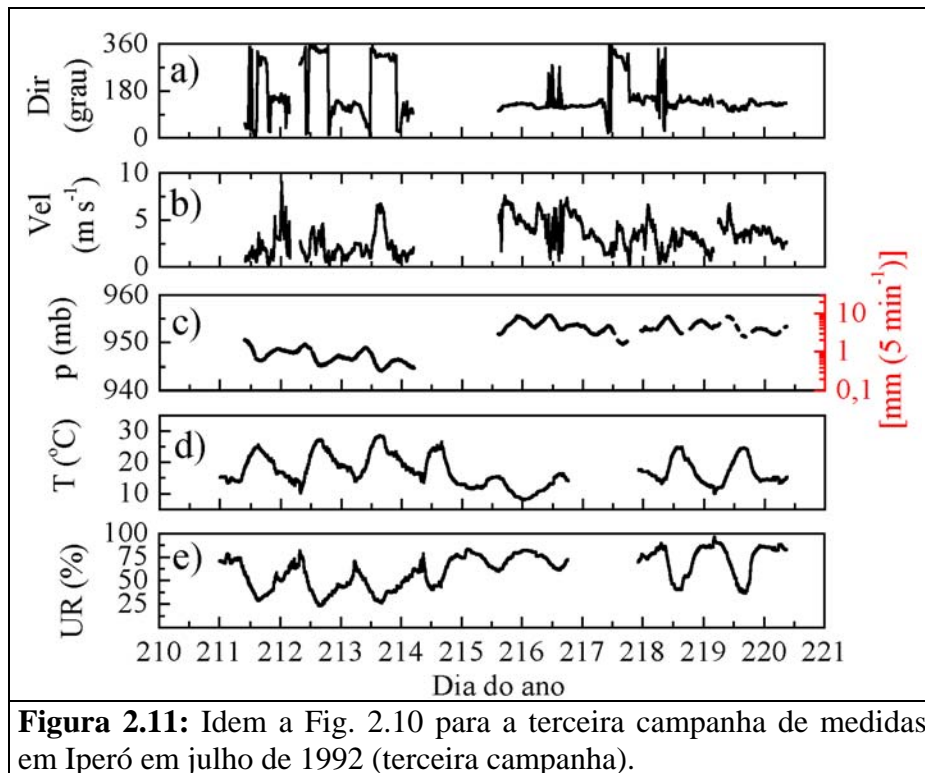


2.3.1. Comparação entre os dados de superfície e de altitude

Os dados de superfície obtidos com a torre foram confrontados com os dados das sondagens de balão cativo. Esta comparação foi possível uma vez que os dados das sondagens com balão cativo foram interpolados em uma grade regular com 5 m de espaçamento.

A concordância entre a evolução diurna da pressão atmosférica obtida com o barômetro Setra (Tab. 2.2) no nível da superfície e da pressão no primeiro nível da sondagem com balão cativo são apresentados nas figuras 2.12a e 2.13a para o verão e inverno respectivamente. A temperatura e a umidade relativa do ar observados em 2, 4 e 10 m acima da superfície apresentam uma evolução diurna muito similar com a temperatura e umidade relativa observada pelo balão cativo e

interpolada no nível de 10 m (Figs. 2.12b,c e 2.13b,c). Deve ser ressaltado que durante as sondagens os valores iniciais de pressão, temperatura e temperatura de bulbo úmido foram obtidos através de um barômetro aneróide Fischer e de um psicrômetro de aspiração Assmann.



A velocidade e direção de vento observados no nível de 11,5 m acima da superfície comparada com a velocidade e direção do vento observadas pelo balão cativo e interpoladas no nível de 10 m também apresentam uma concordância grande (Figs. 2.14 e 2.13). Com exceção da sondagem realizada no dia 71, em torno das 18:00 HL, tanto a direção quanto a velocidade observados por estes dois sistemas independentes indicam uma excelente concordância. Deve ser salientado que as observações de direção do vento pelo balão cativo foram estimadas considerando a declinação magnética da região de Iperó.

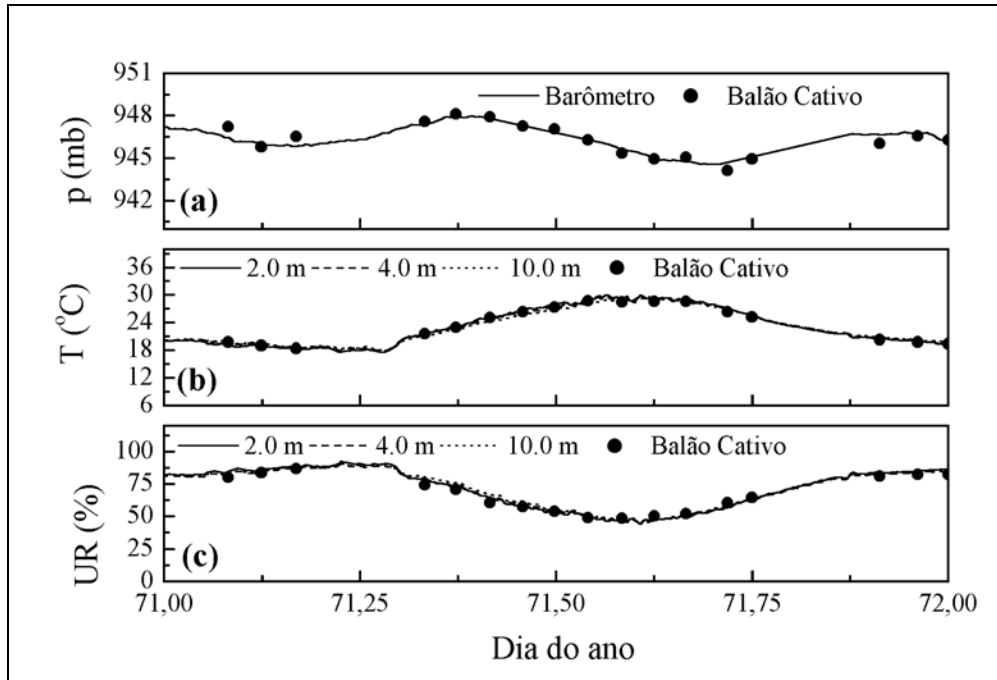


Figure 2.12: Evolução temporal da (a) pressão atmosférica, p , (b) temperatura do ar, T , e (c) umidade relativa, UR , obtidas durante o verão de 1993 (quarta campanha). Os círculos sólidos correspondem aos valores interpolados das sondagens com balão cativo a 5 m; a linha contínua indica os valores observados a 2 m; as linhas tracejadas os obtidos a 4 m e pontilhada a 10,0 m.

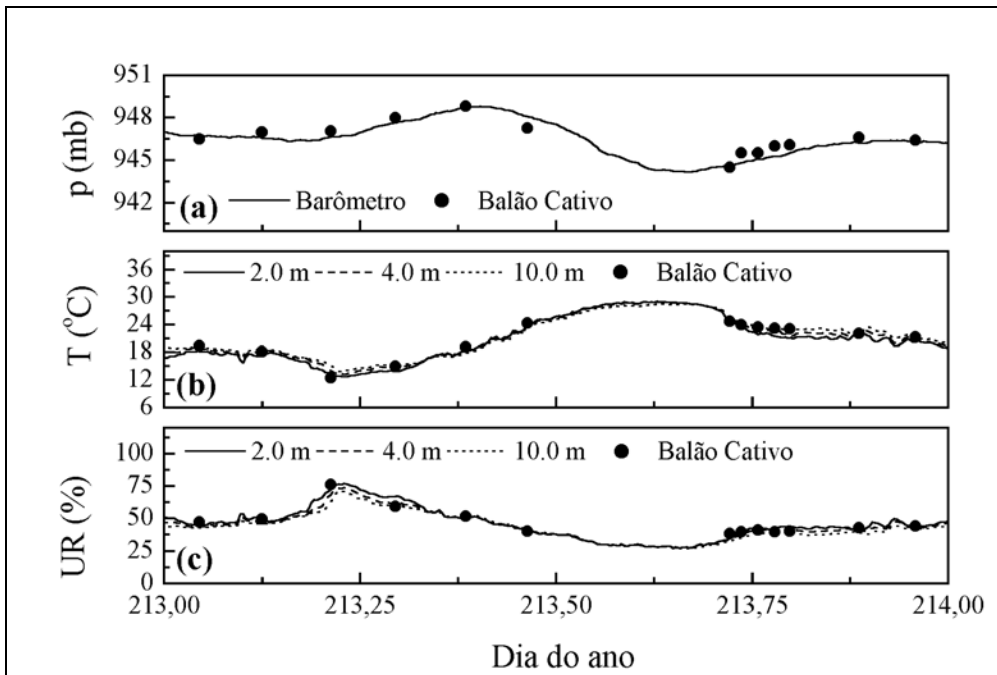
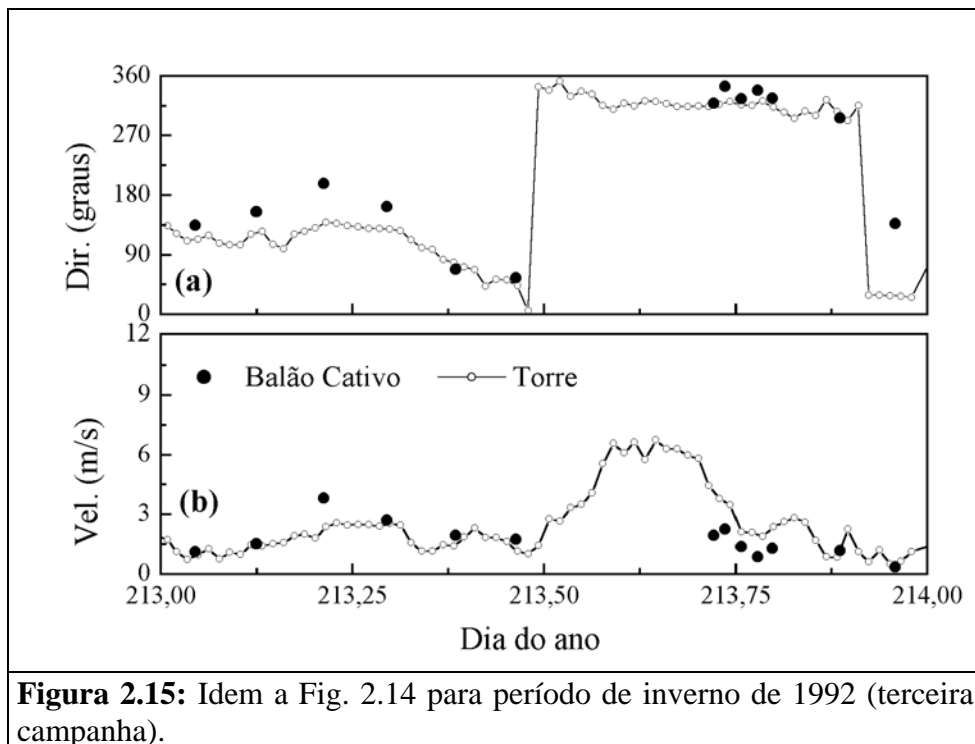
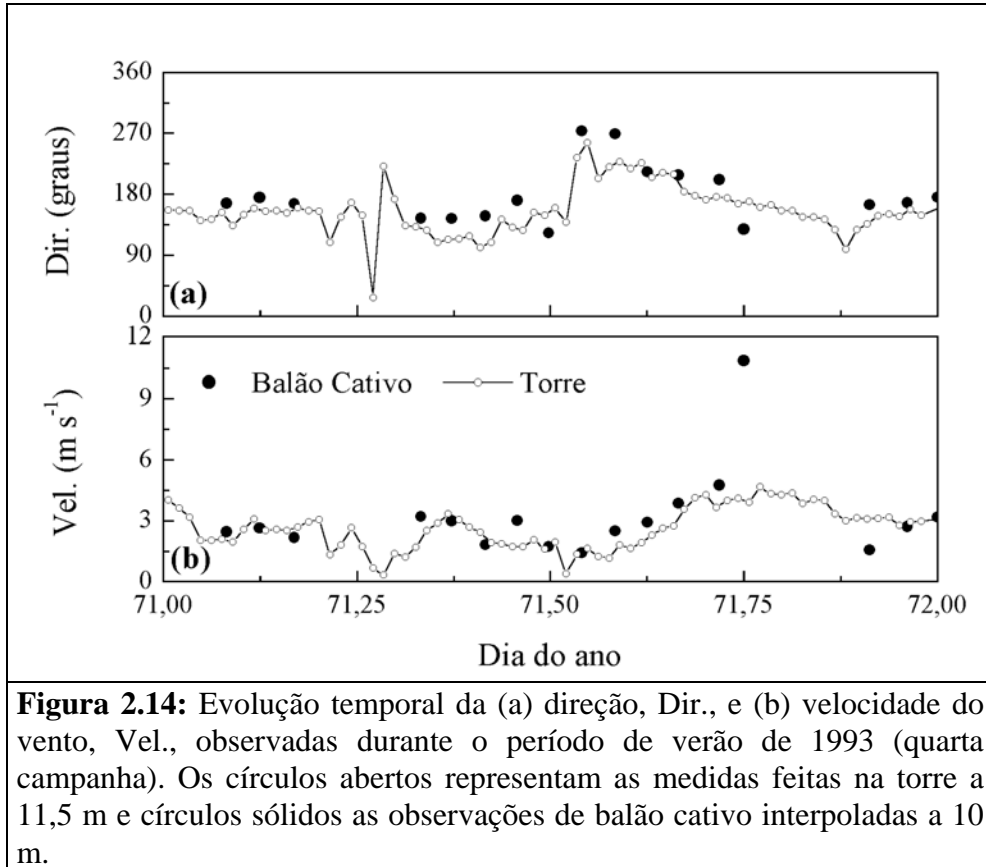


Figure 2.13: Idem a Fig. 2.12 para período de inverno de 1992 (terceira campanha).



2.3.2. Ciclo diurno das escalas características

Os modelos confiáveis de previsão do comportamento de poluentes atmosféricos requerem o conhecimento da distribuição espacial da altura da PBL, velocidade de atrito (u_*), parâmetro de rugosidade (z_0) e do comprimento de Monin-Obukhov (L). Estes parâmetros são fortemente dependentes da topografia, da cobertura da superfície e, com exceção de z_0 , da evolução temporal do balanço de energia na superfície.

A evolução diurna da CLP depende do balanço de energia da superfície, que por sua vez está fortemente condicionado ao uso da superfície. A cobertura da superfície na região de Iperó (Fig. 2.3) apresenta um padrão bastante complexo determinado em grande parte pela atividade agrícola (70%) e por assentamentos urbanos (13%). A atividade agrícola tem um padrão sazonal condicionado pelo clima local e pela evolução das áreas urbanas da região que estão em constante expansão.

As escalas características de velocidade, temperatura e umidade específica do ar nos três primeiros níveis da torre (3, 5 e 9,4m) foram estimadas a partir das seguintes relações:

$$u_{*\beta} = 2 \sqrt{\frac{\sigma_{w\beta}^2}{\phi_{\sigma_w}}}$$

$$T_{*\beta} = -\frac{\overline{T'_\beta w'_\beta}}{u_{*\beta}}$$

$$q_{*\beta} = -\frac{\overline{\rho'_{a\beta} w'_\beta}}{u_{*\beta} \rho_0}$$

onde índice β representa os níveis 1, 2 e 3 dos dados de turbulência (Tab. 2.8), ρ_0 é a densidade do ar de referência. A função ϕ_{σ_w} no denominador na expressão de u_* é a função adimensional que descreve a distribuição vertical da variância da velocidade vertical na CLS dada pela teoria de similaridade de Monin-Obukhov (Tabs. 3.3 e 3.4, capítulo 3). Para simplificar a estimativa de u_* , foi considerado o valor de ϕ_{σ_w} válido para as condições de estabilidade neutra ($\phi_{\sigma_w} = 2,5$).

Utilizando as componentes horizontais do vento (disponíveis no 2º, 3º e 4º experimentos) observadas no nível de 11,5m (Tab. 2.8) foram estimadas também as escalas características de velocidade, temperatura e umidade específica da seguinte forma:

$$u_{*4} = \sqrt[4]{\overline{u'_1 w'_3}{}^2 + \overline{v'_1 w'_3}{}^2}$$

$$T_{*4} = -\frac{\overline{T'_3 w'_3}}{u_{*4}}$$

$$q_{*4} = -\frac{\overline{\rho'_{a3} w'_3}}{u_{*4} \rho_0}$$

Estas estimativas foram consideradas como representativas do quarto nível da torre, onde foram feitas medidas das flutuações da velocidade horizontal do vento (11,5 m).

Nas figuras 2.16 e 2.7 são apresentadas as evoluções temporais das escalas características descritas acima. Nestas figuras os valores médios foram calculados através da seguinte expressão:

$$\langle u_* \rangle = \frac{1}{4} \sum_{\beta=1}^4 u_{*\beta}$$

As escalas características médias $\langle T_* \rangle$ e $\langle q_* \rangle$ foram calculadas de forma similar.

Comparando-se as diferentes estimativas das escalas características verifica-se que existe uma concordância grande entre elas (Figs. 2.16 e 2.17). Esta concordância confere qualidade às medidas de turbulência obtidas nos experimentos em Iperó, além de verificar que na região amostrada os fluxos verticais turbulentos de momento, calor sensível e latente ao longo dos primeiros 10 m da camada limite superficial são constantes.

A presença de uma camada de fluxo constante indica que, apesar da topografia complexa e da heterogeneidade na ocupação do solo, a CLS em Iperó apresenta um comportamento típico de superfícies homogêneas planas (Mahrt, 2000). As características dos espectros de velocidade e temperatura também corroboram com a hipótese de uma CLS horizontalmente homogênea, tanto no período diurno quanto noturno, (Lamesa, 2001).

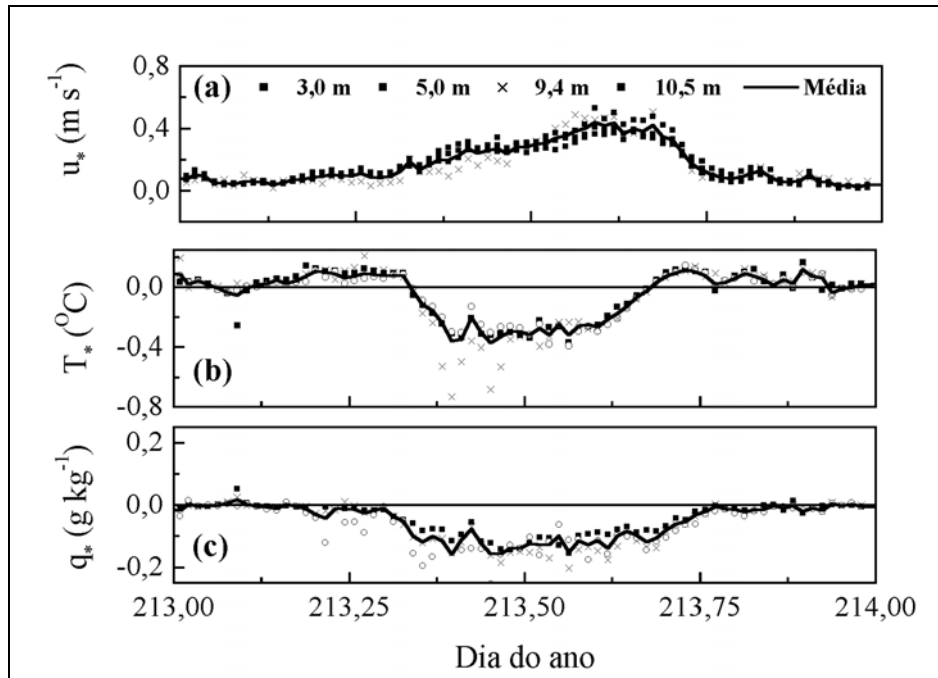


Figura 2.16: Evolução temporal das escalas características de (a) velocidade, u_* ; (b) temperatura, T_* , e (c) umidade específica, q_* , no verão de 1993 (quarta campanha). Os quadrados correspondem a observações a 3,0 m; círculo a 5,0 m; cruze a 9,4 m e os triângulos a 10,5 m. A linha contínua representa o valor médio dos quatros níveis.

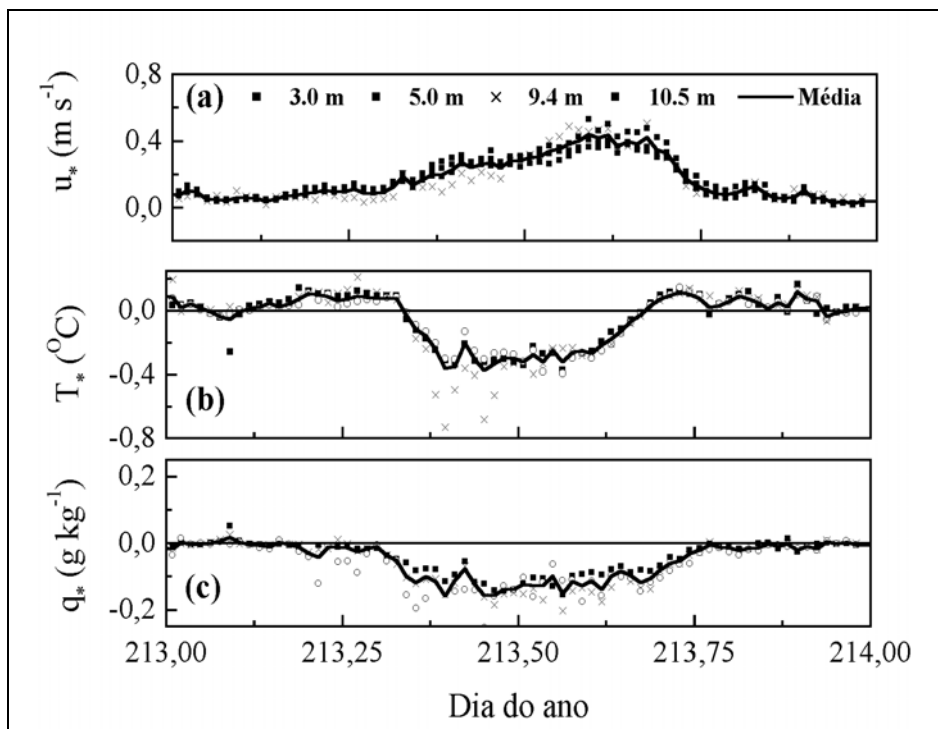


Figura 2.17: idem a Fig. 2.16 para o inverno (terceira campanha).

O parâmetro de estabilidade (Zr/L) apresentado na figuras 2.18a e 2.19a, para o inverno e verão respectivamente, foram calculadas a partir do comprimento de Obukhov médio indicado nas figuras 2.18b e 2.19b. O comprimento de Obukhov médio ($\langle L \rangle$) foi estimado a partir dos valores médios das escalas características de velocidade e temperatura de acordo com a seguinte expressão:

$$\langle L \rangle = \frac{\langle u_* \rangle^2 \theta_o}{g \kappa \langle T_* \rangle}$$

onde g é a aceleração da gravidade, κ é a constante de Von Karman e θ_o é a temperatura potencial de referência da camada limite superficial.

A evolução diurna do parâmetro de estabilidade e do comprimento de Obukhov médio associado em Iperó (Fig. 2.18 e 2.19) também apresentou o comportamento típico de regiões continentais com valores negativos durante o dia e positivos à noite, em ambos as estações do ano. É interessante observar que no período de transição do dia para a noite $\langle L \rangle$ diverge, tendendo para menos infinito no lado convectivo e para mais infinito no lado estável (Figs. 2.18b e 2.19b). O mesmo não se observa durante a transição da noite para o dia (Figs. 2.18b e 2.19b).

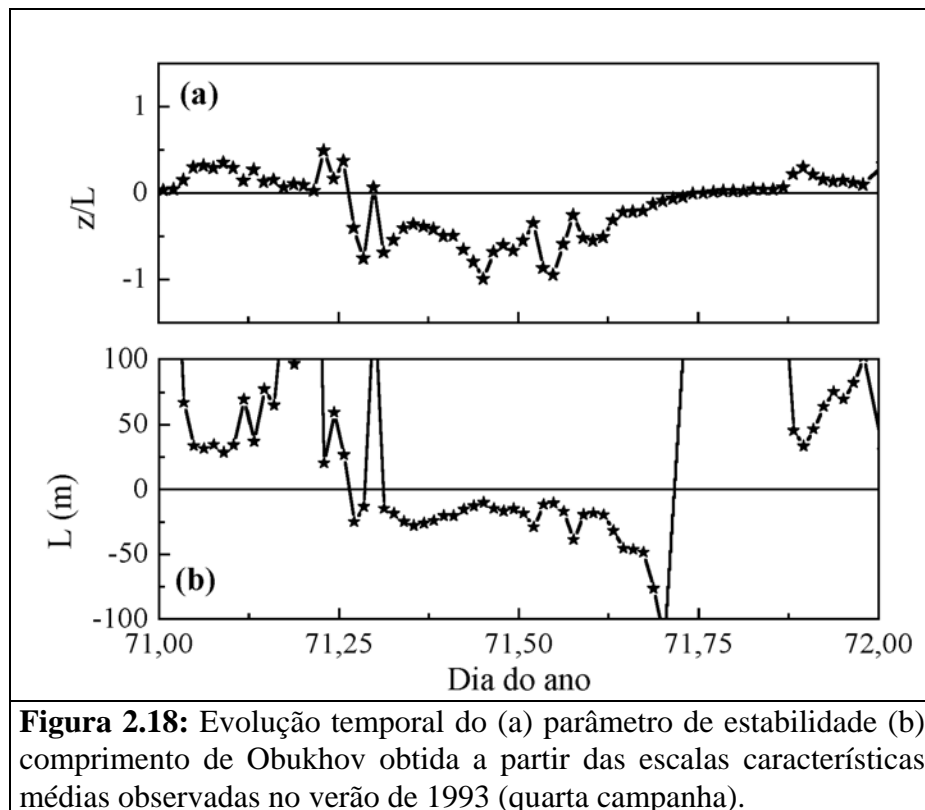


Figura 2.18: Evolução temporal do (a) parâmetro de estabilidade (b) comprimento de Obukhov obtida a partir das escalas características médias observadas no verão de 1993 (quarta campanha).

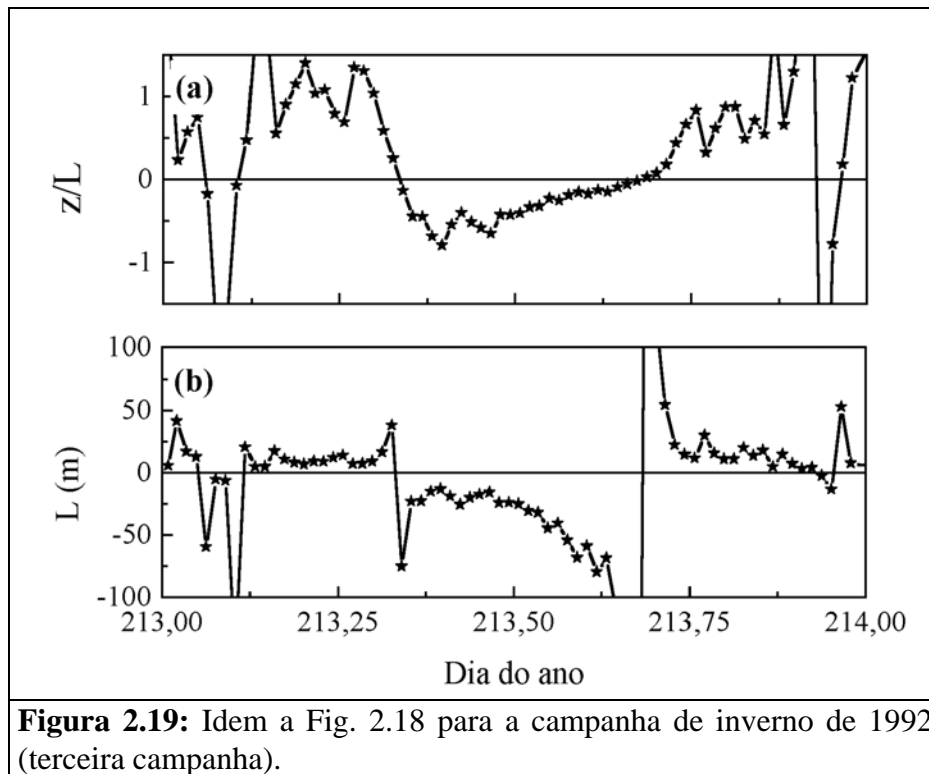


Figura 2.19: Idem a Fig. 2.18 para a campanha de inverno de 1992 (terceira campanha).

2.3.3. Balanço de energia na superfície

As evoluções temporais das componentes do balanço de radiação e de energia na superfície durante as condições de verão e inverno são apresentadas nas figuras 2.20 e 2.21. Durante o inverno (Fig. 2.20) emissão de onda longa da atmosfera (OL_{PB}) foi estimada como resíduo do balanço de radiação na superfície. Durante o verão a emissão de onda longa da superfície (OL_{PC}) também foi estimada como resíduo do balanço de radiação na superfície.

A amplitude da emissão atmosférica e da superfície, nesta região não mostra nenhuma variação sazonal significativa. Por outro lado, as componentes da radiação de onda curta apresentam uma variação sazonal bastante pronunciada. A amplitude do ciclo diurno da radiação líquida no verão é cerca de duas vezes maior do que no inverno (Figs. 2.20b e 2.21b). Este padrão tem um impacto profundo no balanço de energia da superfície, fazendo com que a amplitude dos fluxos de calor sensível e latente no verão seja aproximadamente duas vezes maior do que a observada no inverno. Um outro aspecto interessante observado em Iperó é a presença de estruturas coerentes do tipo rampa de temperatura e umidade, que contribuem com cerca de 40 % dos fluxos turbulentos de

calor sensível e latente na CLS (Krusche, 1999). As estruturas coerentes observadas apresentam um tamanho médio variando entre $23,7 \pm 0,5$ s a $37,8 \pm 3,0$ s e uma frequência de ocorrência - em intervalos de 20 minutos - variando entre $20,0 \pm 1,0$ e $28,5 \pm 1,1$ (Krusche e Oliveira, 2003).

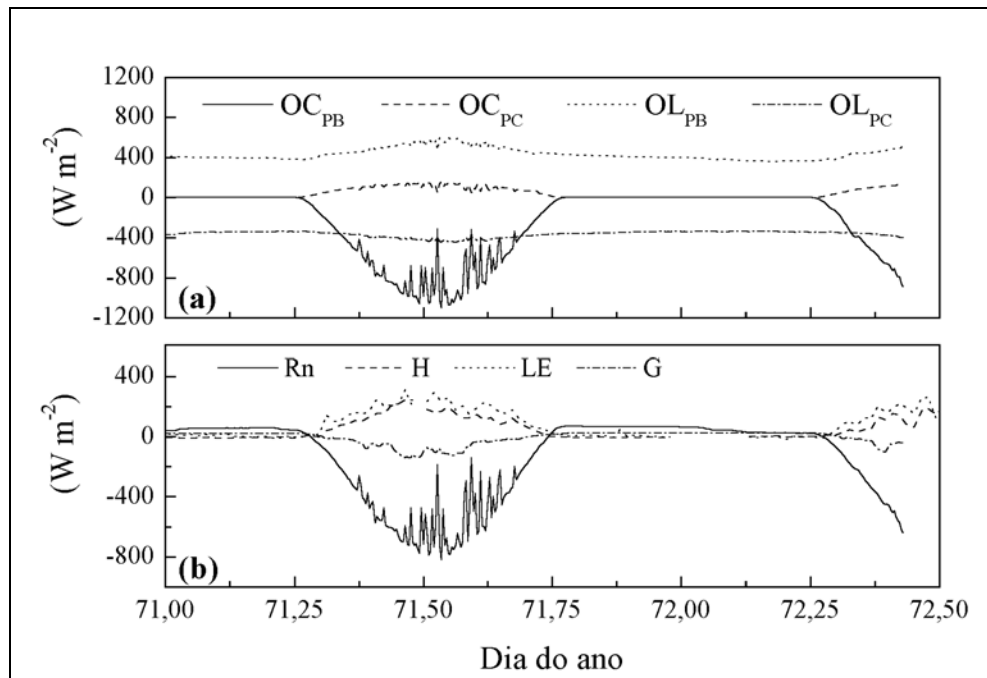
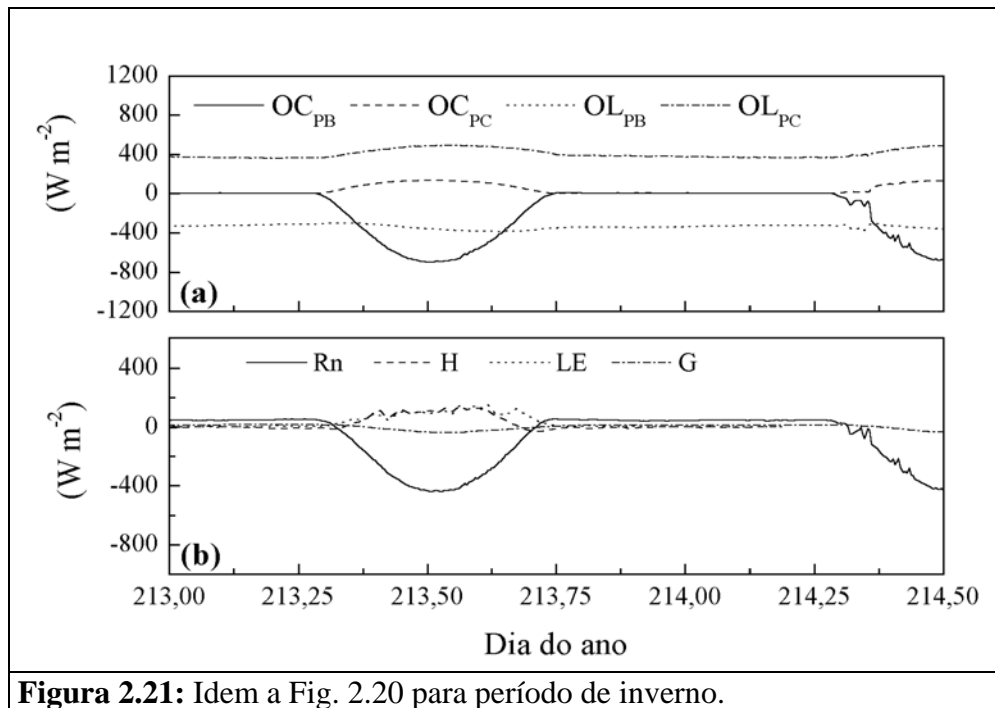


Figura 2.20: Evolução temporal das componentes (a) da radiação e (b) do balanço de energia na superfície durante verão (quarta campanha). Em (a) os símbolos OC e OL indicam, respectivamente, radiação de onda curta e onda longa. Os índices PB e PC denotam, respectivamente, para baixo e para cima. Em (b) Rn é a radiação líquida, H é o fluxo de calor sensível, LE é o fluxo de calor latente e G é o fluxo de calor no solo.

2.3.4. Camada de mistura

Algumas feições típicas da estrutura vertical da CLP observadas em Iperó, durante o período de verão, podem ser identificadas na figura 2.6. A altura da camada de mistura residual as 19:25 HL, indica que a CLP atingiu cerca de 1800 m como resultado do intenso aquecimento diurno da superfície (~ 300 W m⁻², Fig. 2.20b). A temperatura potencial (θ_M) e a umidade específica (q_M), atingem neste dia, respectivamente, 306 K e 12 g kg⁻¹. A intensidade da inversão térmica atingiu 4 K e a variação na umidade específica foi em torno de -5 g kg⁻¹. A taxa de variação vertical de temperatura potencial e de umidade específica era de, respectivamente, 4 K km⁻¹ e -2 g kg⁻¹km⁻¹. Como indicado na figura 2.6 as características discutidas acima foram obtidas ajustando um perfil idealizado de camada de mistura à sondagem vertical. Os parâmetros obtidos neste ajuste são

típicos do período de verão em Iperó. Na tabela 2.7 são apresentadas de forma resumida as características da baixa atmosfera para as demais sondagens realizadas no quarto experimento. Algumas vezes durante o período noturno foi observada a formação de uma camada de mistura de origem mecânica associada a presença de jatos de baixos níveis em Iperó (Fig. 2.24).



2.3.5. Jatos de baixos níveis

A presença de jatos de baixos níveis é uma outra característica interessante observada em Iperó tendo grande impacto no transporte de poluentes na região e sendo muito difícil de ser detectada a partir somente de informações de superfície. Os jatos se formam durante o período noturno, em condições atmosféricas sem perturbações sinóticas significativas (Karam, 2002). Um exemplo típico do JBN em Iperó é mostrado na figura 2.24. Este JBN ocorreu durante toda noite atingindo a sua máxima intensidade no início da manhã do dia 71, com o vento aumentando de 3 m s⁻¹ na superfície, para 7,5 m s⁻¹ em torno de 400 m (Fig. 2.24a). Esta mudança de velocidade é acompanhada por uma variação na direção na direção do vento de SSE, na superfície, para ESE, em torno de 400m (Fig. 2.24b).

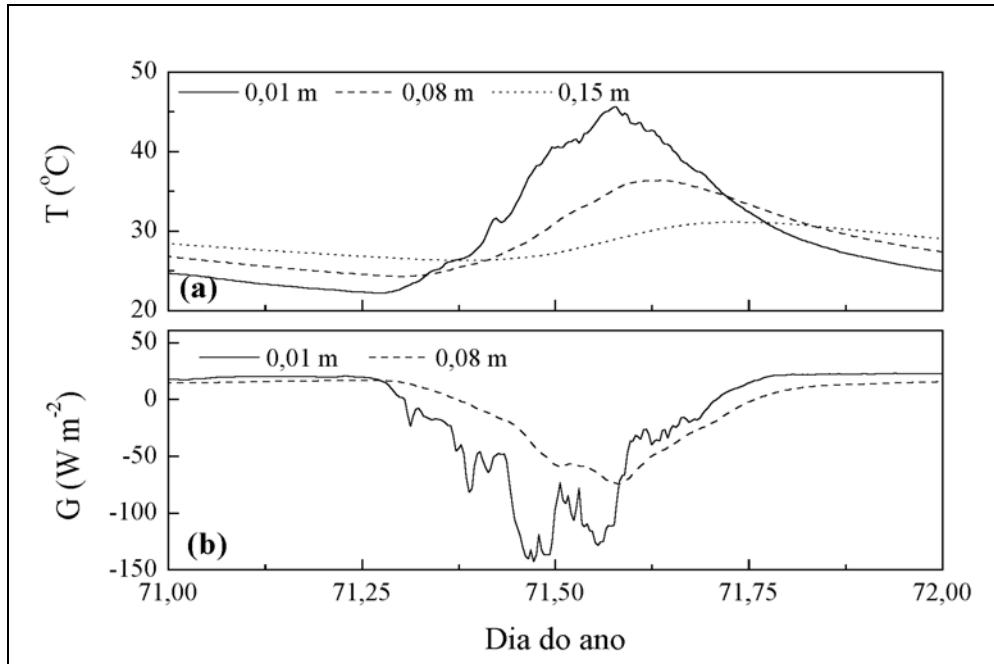


Figure 2.22: Evolução diurna da (a) temperatura do solo e do (b) fluxo vertical de calor no solo observado durante o verão (quarta campanha). As linhas contínuas correspondem às medidas a 0,01 m abaixo da superfície; as linhas tracejadas a 0,08 m abaixo da superfície e a linha pontilhada a 0,15 m abaixo da superfície.

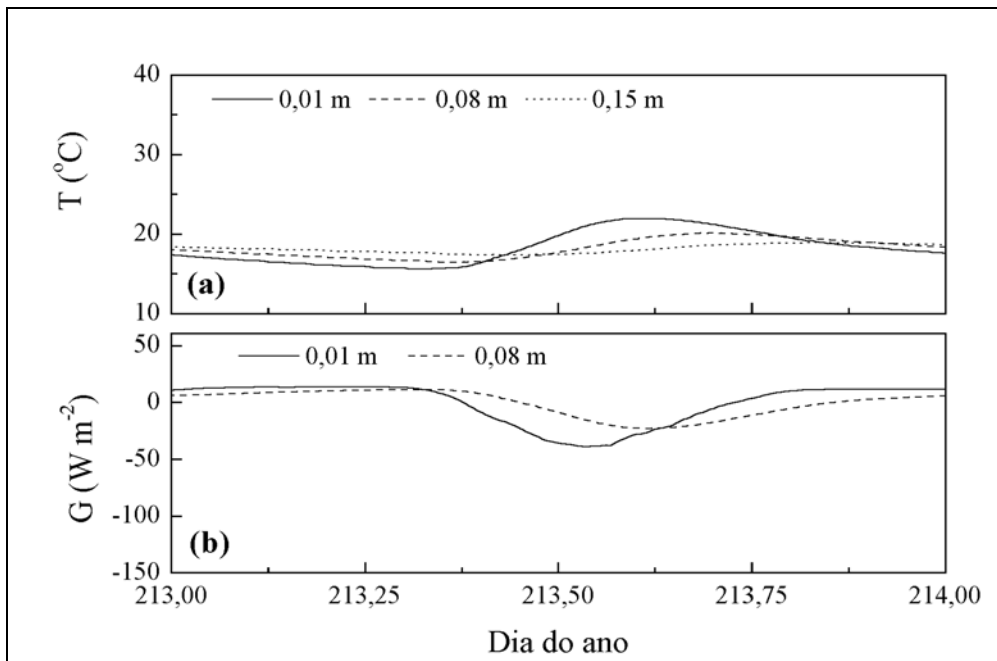


Figure 2.23: Idem a Fig. 2.22 para o inverno (terceira campanha).

Em geral, os jatos de baixos níveis noturnos como os de Iperó ocorrem acima da camada de inversão térmica de superfície e em geral estão associados à oscilação inercial (Banta *et al.*, 2002). Muitas vezes, como no caso de verão em Iperó, os JBN são tão persistentes que chegam a formar, induzidos pela mistura mecânica, uma camada de mistura abaixo do nível de máxima velocidade (Figs. 2.24c,d).

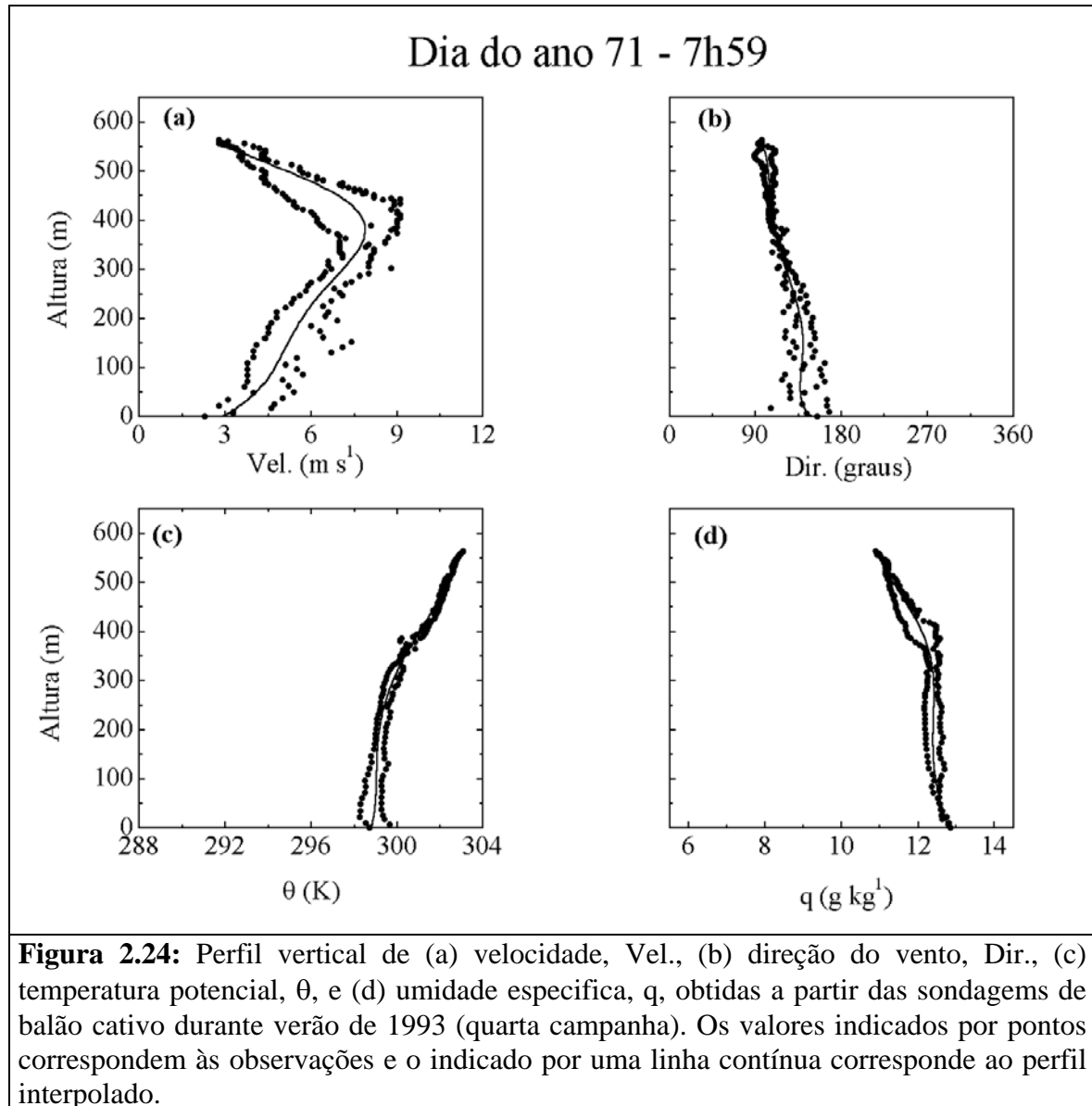
Durante o inverno também existem evidências dos jatos de baixos níveis (Fig. 2.25). Entretanto o cisalhamento direcional do vento é muito maior do que no verão (Fig. 2.25b) e a camada superficial de inversão de temperatura permanece relativamente intensa durante toda noite (Fig. 2.25c). Por outro lado, a razão de mistura não varia na vertical (Figura 2.25d).

A maior parte dos modelos operacionais de poluição do ar não considera a estrutura vertical do vento com resolução suficiente para capturar os jatos de baixos níveis com forte cisalhamento direcional com os de Iperó. Mesmo as torres com 120 m, como no caso da existente no CEA, não têm altura suficiente para detectar o cisalhamento direcional observado pelas sondagens verticais. Nesta região em particular este fenômeno parece ser uma característica persistente da CLP.

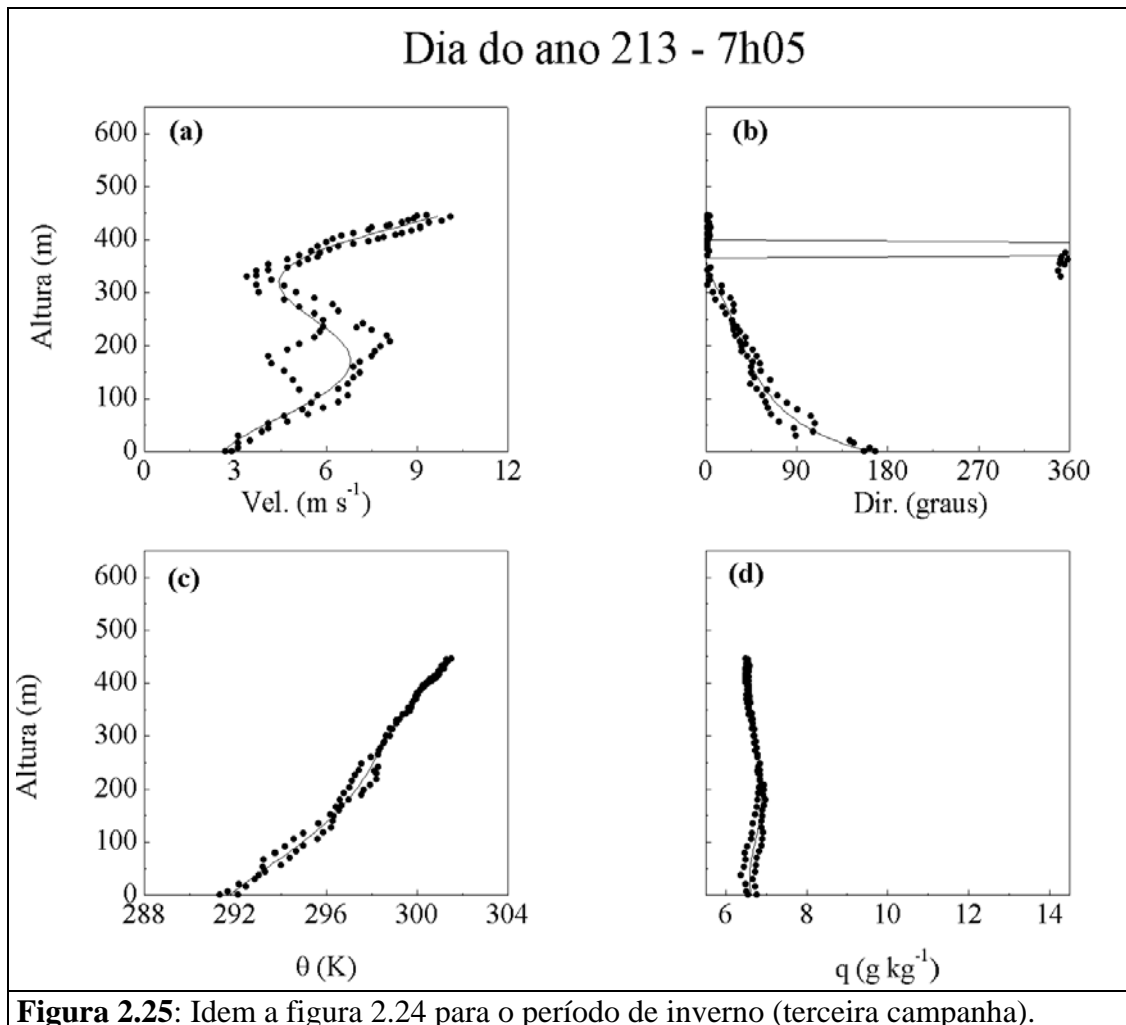
É interessante observar que em geral a amplitude da velocidade de vento em 10 m (Figs. 2.10b e 2.11b) é muito pequena durante o período noturno, indicando que a intensidade da turbulência de origem mecânica neste período também é pequena. Valores baixos de energia cinética turbulenta na superfície conduzem a estimativas da extensão vertical irrealisticamente pequenas. Além disso, baixas intensidades do vento dificultam a aplicação da teoria da similaridade de Monin-Obukhov, a qual é utilizada para determinar o perfil vertical do vento na camada limite superficial na maioria dos modelos dispersão de poluentes (Mahrt *et al.*, 1998).

Assim, baixos valores de vento criam sérios problemas na aplicação de modelos operacionais de dispersão de poluentes. Este problema se torna ainda maior quando se leva em conta que os JBN na região de Iperó ocorrem com muita frequência e não implicam necessariamente em um aumento na intensidade do vento próximo a superfície. De acordo com Karam (2002) os JBN ocorrem em Iperó com frequência maior do que 70 % do período observado durante a 1ª, 3ª e 4ª campanhas de medidas. Contudo, a intensificação do vento com a altitude não é frequentemente comunicada para a superfície em virtude do desacoplamento associado a intensificação da inversão de superfície. O maior resfriamento radiativo da superfície causado pelo menor conteúdo de umidade do ar faz com que a inversão térmica de superfície seja mais intensa no inverno e, portanto, mais difícil de ser

quebrada pelos JBN. Portanto, no inverno o vento durante o período noturno tende a ser menor do que durante o verão (Figs. 2.14a e 2.15a).



Um outro efeito importante que adiciona complexidade ao comportamento do vento em superfície em Iperó é o bloqueio mecânico do vento causado pela presença do Morro de Araçoiaba ao sul do CEA (Fig. 2.1b). Este bloqueio é particularmente importante a noite quando o vento é do quadrante sul, contribuindo para que a intensidade do vento seja baixa. A topografia da região afeta consideravelmente o escoamento com implicações para a dispersão (Veleda, 2001).

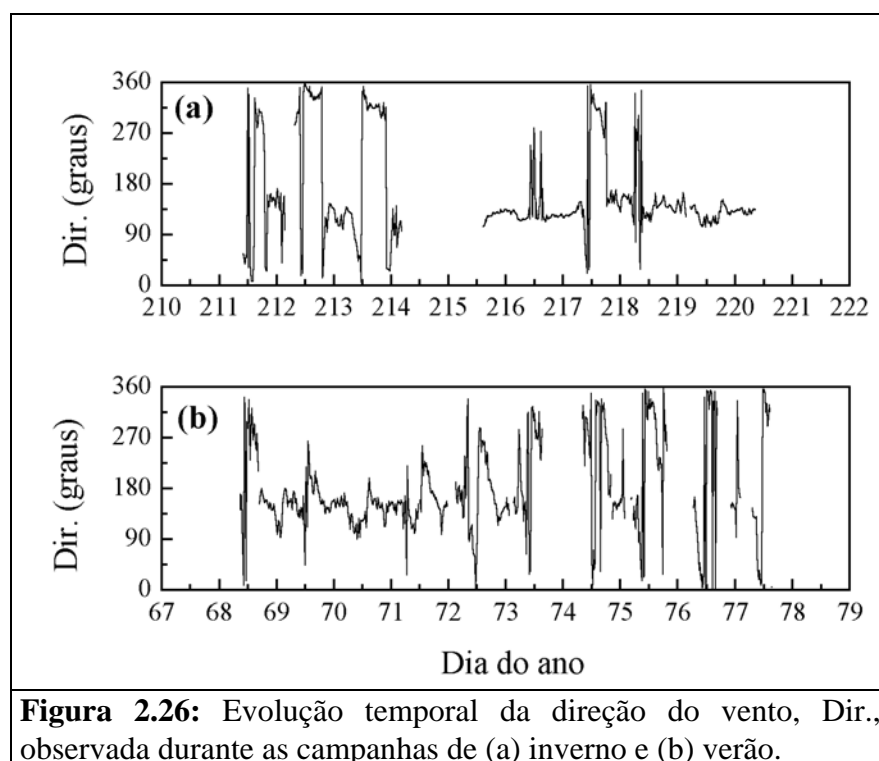


2.3.6. Oscilação diurna do vento na superfície

A direção do vento na superfície em Iperó apresenta um ciclo diurno bem definido (Fig. 2.26). Durante a noite e período da manhã o vento na superfície é proveniente do quadrante sul. Em torno do meio dia, o vento começa a mudar progressivamente para vento do quadrante norte. A intensidade do vento na superfície também apresenta um ciclo diurno bem definido, com um máximo durante o dia e um mínimo a noite (Figs. 2.10b, 2.11b, 2.14b e 2.15b).

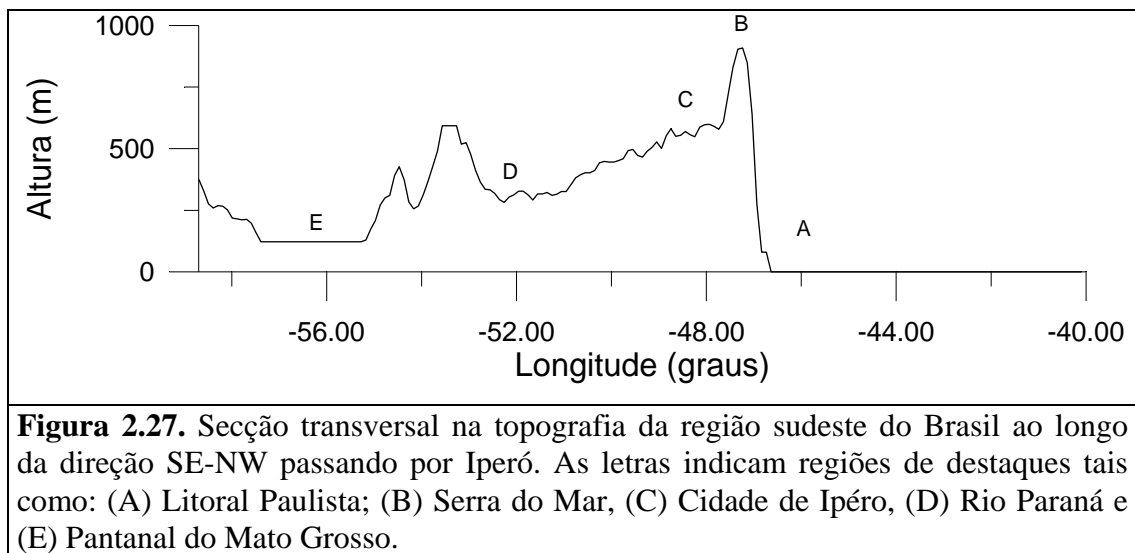
Os ventos do quadrante norte (Fig. 2.26) podem ser explicados em termos da circulação térmica induzida por efeitos topográficos de meso-escala. Nesta região, o terreno se inclina para oeste em torno de 1 km na vertical em 1000 km na direção horizontal (Fig. 2.27). Esta inclinação é uma característica predominante da topografia ao longo de mais de 700 km na direção NW e parece ser

suficientemente extensa para sustentar um vento anabático de NW na região durante o dia (Lee e Kimura, 2001) e um vento catabático de SE durante a noite (Karam, 1995.). Durante o período diurno, quando o vento de NW persiste por um período longo de tempo, uma circulação secundária de SE se forma sobre Iperó (Karam, 2002). Mecanismo similar é responsável pelos ventos de SE sobre as montanhas Rochosas, nos EUA (McNider e Pielke, 1982; Lee e Kimura, 2001). Este mecanismo oferece uma explicação plausível para os ventos de SE observados durante a noite em Iperó.



Além da topografia, a combinação do escoamento de grande escala com a evolução diurna da CLP também pode estar contribuindo para o padrão observado do vento de superfície em Iperó. Nesta latitude o escoamento em níveis superiores é predominantemente de oeste, variando de intensidade e de altitude de acordo com a época do ano (Schwerdtfeger, 1976; Salio e Saulo, 2000). Durante o inverno os ventos de oeste são mais intensos e mais próximos à superfície quando comparados com o período de verão. Assim, a mistura vertical turbulenta durante o dia transporta parte do escoamento de oeste dos níveis superiores para a superfície, induzindo oscilações diurnas na intensidade e na direção do vento.

O ciclo diurno da velocidade média mensal representativa do verão e inverno em Iperó é indicado na figura 2.28. Estas hódografas foram construídas a partir dos dados da torre de 120 m do CEA. O giro anti-horário, associado ao efeito de Coriolis, e a forma elíptica, associada a orientação do gradiente horizontal de pressão, indicam a existência de um ciclo diurno similar ao observado na Cidade de São Paulo em associação à circulação da brisa marítima (Oliveira *et al.*, 2003). Em média, a penetração da brisa marítima em São Paulo ocorre em torno das 14:00 HL, induzindo um mínimo relativo no ciclo diurno da velocidade na superfície neste horário, o que não é observado em Iperó (Figs. 2.14b e 2.15b).



2.3.7. Efeitos não locais

Durante o período de verão, entre o final da tarde e começo da noite, observou-se em Iperó a ocorrência de um intenso resfriamento acompanhado por um umedecimento das camadas mais próximas à superfície (Figs. 2.6 e 2.29). É comum observar, em uma escala de tempo inferior a 2 horas, variações de temperatura e umidade em torno de 4 graus e de 3 g kg⁻¹ nos primeiros 500 metros. No verão estas variações são acompanhadas por intensificação do vento de SW (Figs. 2.29c,d). No inverno estas variações também ocorrem (Fig. 2.30), contudo são acompanhadas por intensificação do vento de SE (Fig. 2.30c,d).

Estas variações de temperatura e umidade não podem ser atribuídas exclusivamente aos efeitos locais associados à evolução das componentes do balanço de energia na superfície. Por exemplo, as variações observadas nos primeiros 300 metros a partir da 17 horas no dia do ano 71 (Figs. 2.29a e 2.29b, respectivamente) não foram acompanhadas por variações nos fluxos turbulentos de calor sensível e latente (Fig. 2.20b), que neste período ficaram muito próximos de zero. Durante o inverno os fluxos turbulentos de calor sensível e latente também se mantiveram próximos de zero durante os períodos da tarde quando ocorreram variações de temperatura e umidade (Fig. 2.21b).

Como as estimativas numéricas indicam que o resfriamento radiativo não ultrapassa 3 graus por dia nas camadas atmosféricas próximas à superfície em Iperó (Vasconcelos;1995), conclui-se que as variações de temperatura e umidade estão associadas à eventos meteorológicos não locais que se propagam para a região no final do dia.

A presença de reservatórios de água pode causar alterações de temperatura e umidade na CLP similares as observadas em Iperó no final do dia (Stivari *et al.*, 2003). Entretanto não existe nesta região lamina de água com extensão suficientemente grande para causar estas modificações.

Um outro o efeito não local que pode alterar a temperatura e a umidade específica de forma simultânea é o “downwash” causado por nuvens precipitantes. Nesta área “downwash” é freqüentemente observado durante o verão; entretanto, no dia 71 em particular (Fig. 2.10), e em todo o período do experimento de inverno (Fig. 2.11) não foi detectada nenhuma precipitação próxima a Iperó.

A penetração da brisa marítima é um fenômeno meteorológico que causa resfriamento e umedecimento da CLP (Oliveira *et al.*, 2003). As simulações numéricas da circulação na CLP sobre o Estado de São Paulo (Fig. 2.27) indicam que a brisa marítima pode penetrar na região de Iperó, apesar da distante de 120 km do litoral e da barreira imposta pela Serra do Mar (Karam, 2002). A orientação NW-SE do eixo maior da elipse subentendida pela hodógrafa do vento na superfície são indícios que também corroboram com hipótese da penetração da brisa marítima em Iperó.

Assim, os resultados apresentados aqui indicam que as condições de dispersão sobre Iperó são complexas e, só serão adequadamente determinadas se as circulações locais e as interações entre as diferentes escalas de movimento forem entendidas. Além disso, não existe razão para acreditar que as características da CLP em Iperó possam ser extrapoladas para uma área maior. Fica claro através

desta análise que a aplicação simples e direta de modelos de dispersão atmosférica sem uma validação prévia, principalmente da parte meteorológica, não é recomendada para a região de Iperó.

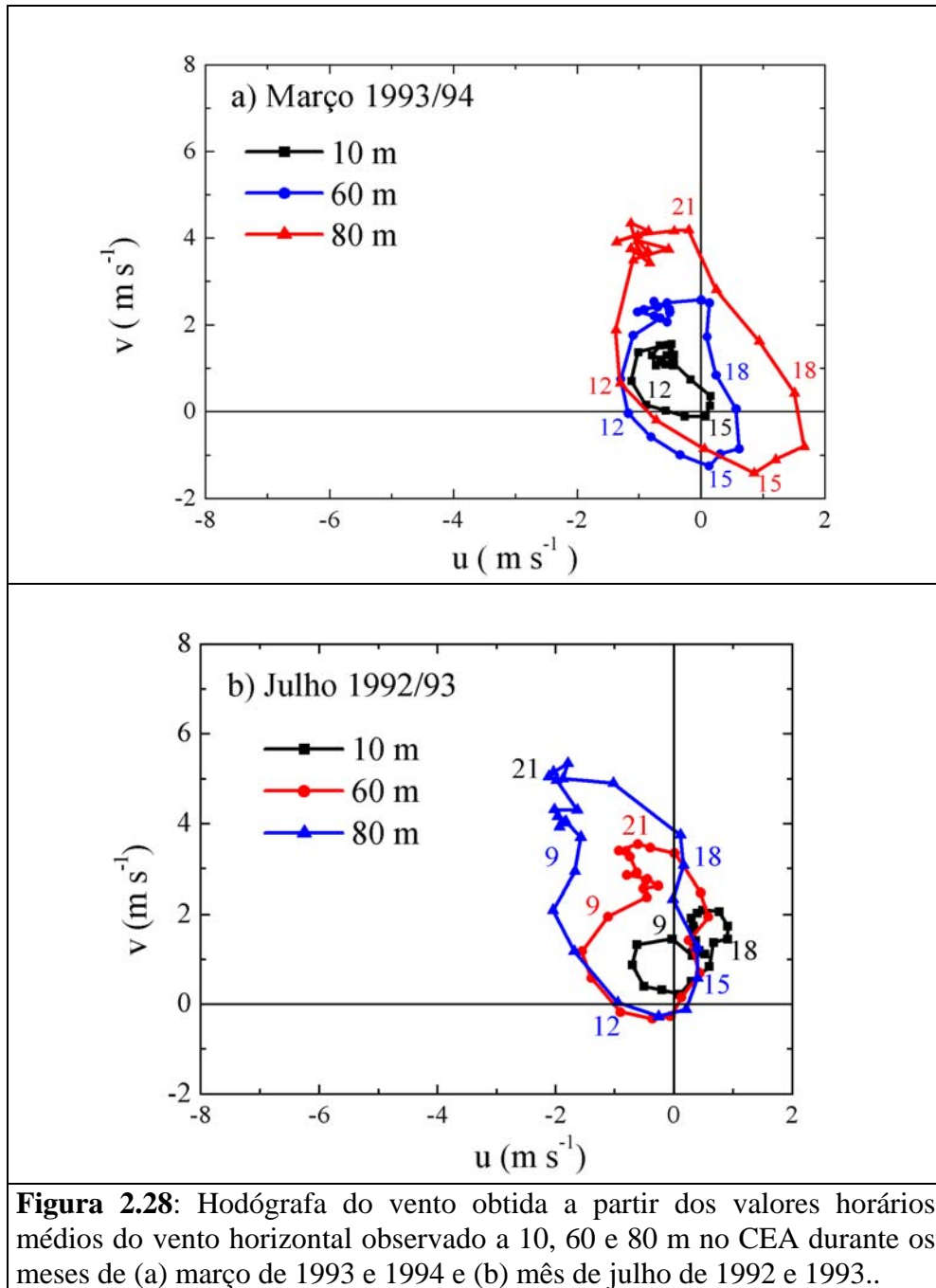
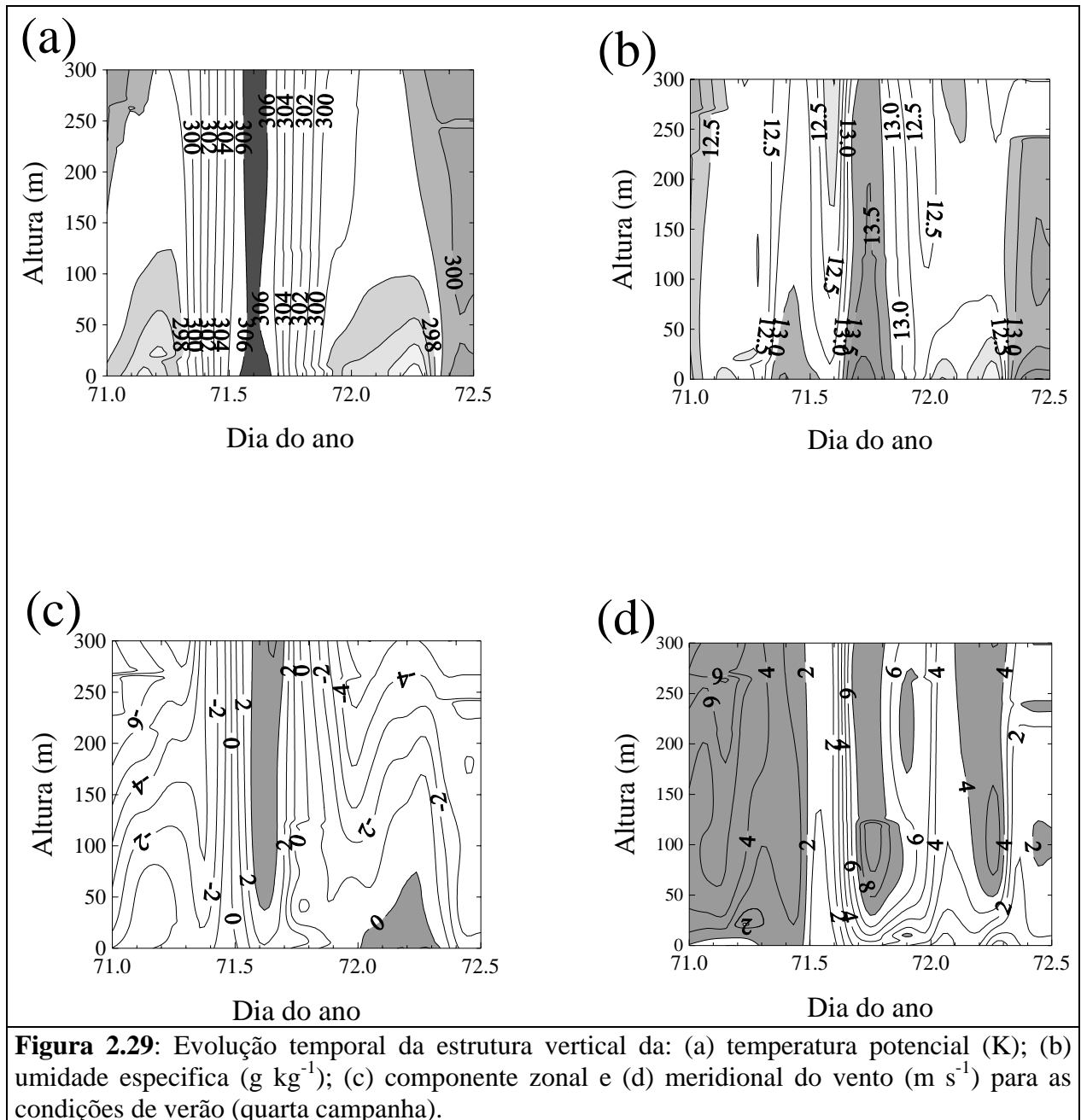


Figura 2.28: Hodógrafa do vento obtida a partir dos valores horários médios do vento horizontal observado a 10, 60 e 80 m no CEA durante os meses de (a) março de 1993 e 1994 e (b) mês de julho de 1992 e 1993..



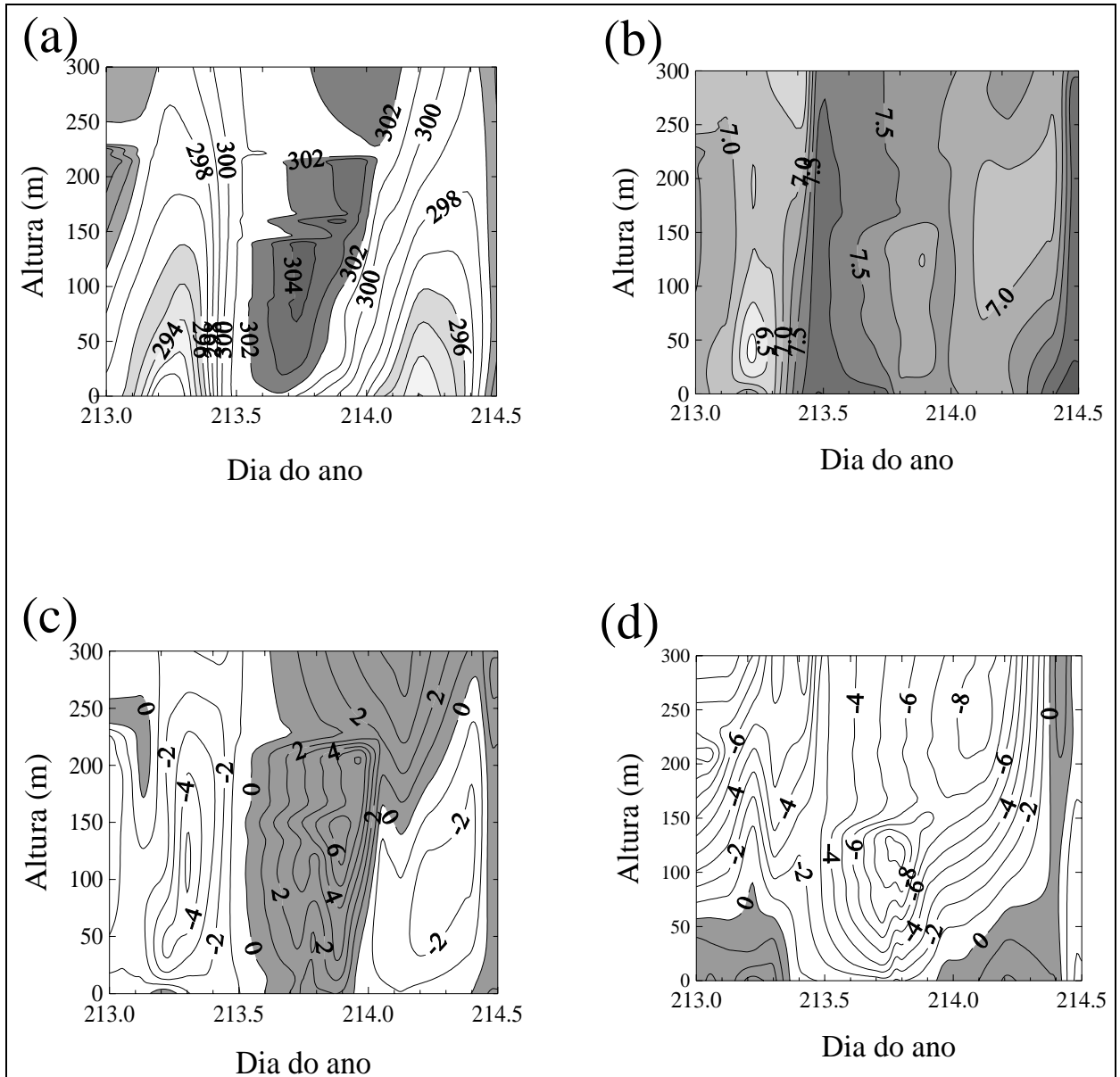


Figura 2.30: Evolução temporal da estrutura vertical da: (a) temperatura potencial (K); (b) umidade específica ($g\ kg^{-1}$); (c) componente zonal e (d) componente meridional do vento ($m\ s^{-1}$) para as condições de inverno (terceira campanha).

3. Modelagem numérica da camada limite planetária

O escoamento turbulento pode ser simulado numericamente através da solução direta das equações do movimento em pontos de grade (She *et al.*, 1991; Coleman, 1999); esta técnica é denominada *Simulação Numérica Direta* (“Direct Numerical Simulation” ou DNS). O número de pontos de grade necessários para descrever um escoamento turbulento com escala de movimento característica ℓ é dado por $(\ell/\eta)^3$, onde η é a micro-escala de Kolmogorov. Assim o número de pontos de grade necessários para resolver todas as escalas de movimento é igual $(\ell/\eta)^3$. A aplicação da DNS para simular o comportamento de uma CLP real requer um grande número de pontos de grade. Por exemplo, para condições diurnas tipicamente encontradas sobre os continentes $\ell = 1000$ m e $\eta = 0,001$ m seria necessário utilizar uma grade com cerca de 10^{27} pontos. Estes resultados indicam que DNS não pode ainda, ou talvez nunca possa, ser utilizada para simular CLP em condições tipicamente encontradas na atmosfera.

Os escoamentos turbulentos podem ser (e têm sido) adequadamente descritos através de métodos estatísticos. A premissa básica é que cada uma das variáveis que caracterizam as propriedades dinâmicas e termodinâmicas do fluido pode ser tratada como uma variável aleatória (Monin e Yaglon, 1971; Frisch, 1995). O conceito de média de conjunto, ou média de Reynolds, é então aplicado para derivar equações prognósticas para o movimento médio do escoamento e para outras propriedades estatísticas da CLP (Stull, 1988):

$$\overline{f(x_i, t)} = \int p(x_i, t) f(x_i, t) dx_i dt$$

onde $f(x_i, t)$ representa qualquer variável e $p(x_i, t)$ é a função densidade de probabilidade associada, x_i é a coordenada na direção i e t o tempo. A barra horizontal sobre a variável indica o valor médio da variável. As médias definidas através da expressão acima apresentam todas as propriedades da média de Reynolds (Monin e Yaglon, 1971).

Neste ponto cabe ressaltar que a descrição observacional da CLP envolve um tratamento estatístico diferente do usado nos modelos de CLP. Em geral utilizam-se médias temporais ou espaciais para caracterizar observacionalmente a CLP. Assim, toda vez que resultados de um modelo de CLP são comparados com as observações está implícito que o comportamento estatístico do escoamento descrito pelos modelos de CLP, representado por médias de conjunto de eventos, reproduz o comportamento estatístico das observações representado através das médias temporais e espaciais.

Esta equivalência só é válida quando as propriedades do escoamento são homogêneas ou estacionárias (Panofsky e Dutton, 1984).

Em geral, o comportamento médio da CLP é descrito através da evolução temporal e espacial das componentes zonal e meridional do vento médio horizontal (\bar{u}, \bar{v}), da temperatura potencial média ($\bar{\theta}$) e da umidade específica média (\bar{q}). As leis de conservação de momento, energia e de massa aplicadas à atmosfera podem ser simplificadas, considerando o ar como um gás ideal e a superfície horizontalmente homogênea, resultando no conjunto de 4 equações ilustrado na tabela 3.1. Nesta tabela $-1/\rho_0 (\partial \bar{p}/\partial y)$ e $-1/\rho_0 (\partial \bar{p}/\partial x)$ indicam as acelerações dos gradientes horizontais de pressão médio nas direções x e y , ρ_0 é a densidade do estado básico, $f\bar{v}$ e $f\bar{u}$ são as acelerações de Coriolis, f é o parâmetro de Coriolis; $\overline{(u'w')}$ e $\overline{(v'w')}$ são fluxos verticais turbulento de momento; $\overline{(\theta'w')}$ é o fluxo vertical turbulento de calor sensível; $\overline{(q'w')}$ é o fluxo vertical turbulento de vapor de água, $(-1/\rho_0 c_p)(\partial R_N/\partial z)$ é a divergência vertical da radiação líquida, onde c_p é o calor específico do ar a pressão constante e $(\partial \bar{q}/\partial t)_I$ é a taxa de remoção do vapor da atmosfera.

Tabela 3.1: Equações do movimento médio da CLP horizontalmente homogênea. A barra indica média de Reynolds e a linha indica flutuação em torno da média.

	Equação Média	Incógnita
1	$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{(u'w')}}{\partial z} + \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} \right)$	$\bar{u}, \overline{(u'w')}$
2	$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{(v'w')}}{\partial z} + \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f\bar{u} \right)$	$\bar{v}, \overline{(v'w')}$
3	$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{(\theta'w')}}{\partial z} - \left(\frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial R_N}{\partial z} \right)$	$\bar{\theta}, \overline{(\theta'w')}$
4	$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{(q'w')}}{\partial z} - \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)_I$	$\bar{q}, \overline{(q'w')}$

Os termos de advecção nas equações do movimento não são incluídos na tabela 3.1 porque foi assumida que a CLP é homogênea nas direções horizontais e a componente vertical da velocidade (\bar{w}) é mantida igual a zero. Neste caso as acelerações associadas às componentes horizontais do

gradiente de pressão são mantidas porque elas representam as forçantes externas associadas aos distúrbios meteorológicos de escala espacial maiores do que aquelas onde a CLP é considerada horizontalmente homogênea (Stull, 1988).

Acima da CLP, na atmosfera livre, os fluxos turbulentos são muito pequenos e escoamento é considerada em equilíbrio geostrófico tal que o vento horizontal pode ser representado por $u_g = -1/f \rho_o (\partial \bar{p}/\partial y)$ e $v_g = +1/f \rho_o (\partial \bar{p}/\partial x)$. Esta aproximação é válida somente para latitudes médias, contudo é utilizada com frequência para representar a atmosfera livre em latitudes mais baixas como a de Iperó ($\sim 23^\circ$). Esta aproximação é extremamente útil porque elimina a necessidade de se conhecer a distribuição espacial do campo de pressão que é uma informação muito difícil de ser obtida no Brasil devido à falta de uma rede de observação de escala sinótica. Contudo, o impacto causado por esta hipótese sobre os resultados da simulação da CLP em latitudes baixas precisa ser determinado investigado. Por uma questão de simplicidade nas simulações realizadas em Iperó será assumida que a CLP se comporta como Barotrópica

A evolução temporal e espacial da temperatura potencial na atmosfera livre é determinada pelo resfriamento ou aquecimento radiativo (Fig. 3.1). Na CLP, a divergência do fluxo vertical turbulento de calor sensível, $-\partial (\overline{\theta' w'})/\partial z$, aquece as camadas mais baixas, durante o dia, e esfria durante a noite, como resultado do aquecimento solar diurno da superfície e do resfriamento de onda longa noturno, respectivamente. De maneira análoga, a evolução diurna da umidade específica na CLP é determinada pela divergência do fluxo vertical turbulento de vapor de água.

O termo extra nesta equação (eq. 4 da Tab. 3.1) representa o processo de remoção de vapor de água do ar quando o ar na CLP atinge a saturação. Ele pode também ser utilizado como um termo fonte desde que exista água líquida disponível na CLP. A presença de água líquida na CLP está relacionada com gotículas de nevoeiro e nuvens no seu interior. A fase líquida da água é extremamente importante no desenvolvimento da CLP, principalmente quando se forma stratocumulus no topo (Belly e Belcher, 2001). Tendo em vista a inexistência de observações de conteúdo de água líquida na CLP em Iperó este processo não será abordado aqui. Como será visto nas próximas seções a umidade presente na CLP será removida somente quando ultrapassar o valor de saturação. Na superfície a conversão de água líquida será somente incorporada ao solo.

Deve ser enfatizado que o conjunto de equações descritos na tabela 3.1 implica que o escoamento médio na direção vertical está em equilíbrio hidrostático expresso por $g = -1/\rho_o (\partial \bar{p}/\partial z)$, onde g

é a aceleração da gravidade. O conjunto de equações da tabela 3.1 também reflete a aproximação de Boussinesq, onde o escoamento médio obedece a seguinte restrição $\partial \bar{u}/\partial x + \partial \bar{v}/\partial y + \partial \bar{w}/\partial z = 0$, ou seja, é não divergente. Além disso, equação do estado assume a seguinte forma $\bar{\rho}/\rho_0 = \bar{\theta}/\theta_0$, onde θ_0 é a temperatura potencial do estado básico. O estado básico obedece a lei dos gases ideais $p_0 = \rho_0 R_D T_0$ (Panofsky e Dutton, 1984).

Nas equações apresentadas na tabela 3.1, o efeito da umidade sobre a densidade do ar não foi considerado. Em geral isto é feito através do uso da temperatura potencial virtual e do acoplamento entre os fluxos de calor sensível e latente e é importante para a CLP sobre regiões oceânicas (Stull, 1988). No caso específico de Iperó este efeito não será considerado.

O sistema de equações resultantes usados para descrever o estado médio da CLP sofre do problema de fechamento onde o número de incógnitas torna-se maior do que o de equações após a aplicação da média de Reynolds nas equações (Tab. 3.1). Para contornar o problema de fechamento quatro técnicas têm sido desenvolvidas para determinar as propriedades da CLP: (a) teoria da similaridade; (b) modelos integrados ou de camadas, (c) modelos de fechamento de primeira e ordem superior e (d) modelos de simulação dos grandes turbilhões.

3.1.1. Teoria da similaridade

As teorias de similaridade são derivadas do fato observacional de que sob certas condições a turbulência é intensa o suficiente de modo a se auto-ajustar as alterações na superfície e nas forçantes externas de forma tão rápida que as propriedades estatísticas da CLP estão em um estado de equilíbrio entre os processos de geração e de destruição da propriedade (Sorbjan, 1986). Sob estas condições as propriedades estatísticas da CLP são auto-similares quando normalizadas por escalas características das propriedades. Na CLP as teorias de similaridade de *Monin-Obukhov*, *Convecção-Livre*, *Camada de Mistura e Local* (ou “Z-less”) são consideradas como estabelecidas do ponto de vista observacional.

Por isso são também conhecidas na literatura como lei da similaridade (Sorbjan, 1989). Elas estão baseadas em um conjunto de expressões empíricas desenvolvidas para diagnosticar as propriedades estatísticas do escoamento turbulento tais como velocidade média [$\bar{V} = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$], variância das componentes do vento [$\overline{(u'u')}$, $\overline{(v'v')}$, $\overline{(w'w')}$], variância da temperatura potencial [$\overline{(\theta'\theta')}$], co-variâncias [$\overline{(u'w')}$, $\overline{(v'w')}$, $\overline{(\theta'u')}$, $\overline{(\theta'v')}$, $\overline{(\theta'w')}$] e a suas propriedades espectrais e co-espectrais.

As teorias da similaridade de Monin-Obukhov e da convecção-livre são válidas na CLS (Fig. 3.1). As escalas características de velocidade, temperatura e comprimento são respectivamente, u_* , θ_* , z e L para a similaridade de Monin-Obukhov e u_F , θ_F e z para a similaridade da convecção livre (Tab. 3.2)

Tabela 3.2: Escalas características usadas nas teorias da Similaridade de Monin-Obukhov, Convecção Livre, Camada de Mistura e Local.

item	Escala Característica	Monin-Obukhov	Convecção-Livre
1	Velocidade	$u_* = \sqrt[4]{(\overline{u'w'})_0^2 + (\overline{u'w'})_0^2}$	$u_F = \left[\kappa \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'}_0 z \right]^{1/2}$
2	Temperatura	$\theta_* = \overline{(\theta'w')}_0 / u_*$	$\theta_F = \overline{(\theta'w')}_0 / u_F$
3	Comprimento	$L = -u_*^3 / \left(\kappa \frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'}_0 \right)$	z
4	Comprimento	z	-
	Escala Característica	Camada de Mistura	Local
1	Velocidade	$w_* = \left[\frac{g}{\theta_0} \overline{w'\theta'}_0 z_i \right]^{1/2}$	$u_E = \sqrt[4]{(\overline{u'w'})^2 + (\overline{u'w'})^2}$
2	Temperatura	$\theta_* = \overline{(\theta'w')}_0 / w_*$	$\theta_E = -\overline{(\theta'w')}_0 / u_E$
3	Comprimento	z_i	$\Lambda = -u_E^3 / \left[\kappa \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'w')} \right]$

A teoria da similaridade de Monin-Obukhov deve ser usada somente na CLS quando a produção mecânica de energia cinética turbulenta é maior ou da mesma ordem de magnitude da produção térmica. Quando a produção térmica de energia cinética é maior do que a mecânica, as propriedades estatísticas da CLS são descritas pela similaridade da convecção livre.

As teorias da similaridade da camada de mistura e local são válidas para regiões da CLP acima da CLS. A similaridade da Camada de Mistura tem sido usada com sucesso para diagnosticar a distribuição da variância das componentes da velocidade do vento e da temperatura potencial na CLP convectiva (Hojstrop, 1982, Sorbjan, 1999). A similaridade da camada de mistura é uma generalização da similaridade da convecção livre para regiões acima da CLS, onde a escala característica de comprimento é dada pela altura da CLP convectiva (Sorbjan, 1986). Assim, na

similaridade da camada de mistura as escalas características de velocidade, temperatura e comprimento são, respectivamente, w_* , Θ_* e z_i (Tab. 3.2).

A teoria da similaridade local foi desenvolvida por Nieuwstadt (1984) e usada para representar a estrutura da CLP estável quando a turbulência é contínua no espaço e no tempo. Ela pode ser entendida como uma generalização da teoria da similaridade de Monin-Obukhov para regiões acima da CLS, onde as escalas características de velocidade, temperatura e comprimento - respectivamente, u_E , θ_E , e Λ - são estimados em termos dos valores locais dos fluxos verticais turbulentos de calor sensível e momento (Tab. 3.2). Na similaridade local as propriedades estatísticas da turbulência não dependem da altura à superfície, uma vez que a estratificação térmica limita verticalmente a dimensão dos vórtices. Esta característica confere a Similaridade Local o caráter particular que leva a ser chamada também de “*Z-Less*” (Wyngaard, 1984).

Estas quatro similaridades fornecem a maior parte das relações empíricas usadas para estimar as propriedades estatísticas médias da CLP em condições de homogeneidade horizontal. Nas tabelas 3.3 e 3.4 são apresentados os gradientes verticais da velocidade horizontal, temperatura potencial e da umidade específica médios e as variâncias das três componentes de velocidade e da temperatura potencial, normalizados pelas respectivas escalas características.

As expressões apresentadas nas tabelas 3.3 e 3.4 são válidas para a CLS, contudo, no caso da similaridade local as expressões para as variâncias representam também o comportamento destas variâncias acima da CLS. Nas tabelas 3.3 e 3.4 pode-se verificar que na CLS, e para condições convectivas, as variâncias das componentes horizontais da velocidade obedecem à similaridade da camada de mistura, enquanto que variâncias da componente vertical da velocidade e da temperatura potencial obedecem a similaridade de Monin-Obukhov. As térmicas (células convectivas) com escala espacial da ordem da extensão vertical da CLP contribuem com a maior parte da variância das componentes horizontais do vento na CLS, enquanto que os vórtices com extensão espacial proporcional à distância a superfície contribuem com a maior parte da variância da componente vertical da velocidade na CLS. O comportamento da variância de temperatura potencial indica que na CLS as flutuações de temperatura potencial não têm um comportamento dinamicamente ativo, para as condições de validade da teoria da Similaridade de Monin-Obukhov.

Um outro aspecto interessante que pode ser constatado nas tabelas 3.3 e 3.4 é o fato de que na CLS os gradientes adimensionais de velocidade do vento e temperatura propostos pela similaridade local são os limites matemáticos das expressões propostas pela similaridade de Monin-Obukhov para

condições estáveis quando o comprimento de Obukhov tende para o infinito. Na tabela 3.4 pode-se verificar que nos últimos 30 anos as constantes envolvidas nas expressões analíticas da teoria da similaridade de Monin-Obukhov sofreram várias revisões, decorrentes principalmente do avanço tecnológico dos instrumentos usados para medir turbulência (Oncley *et al.*, 1996).

Tabela 3.3: Estrutura vertical da velocidade horizontal, temperatura potencial e umidade específica média e das respectivas variâncias na CLS, resultantes da aplicação das teorias da Similaridade de Monin Obukhov, Convecção Livre, Camada de Mistura e Local. As funções ϕ e demais parâmetros são indicados na Tabela 3.4.

Monin-Obukhov	Convecção Livre	Camada de mistura	Local
$\frac{z \kappa}{u_*} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} = \phi_M \left(\frac{z}{L} \right)$	$\frac{z \kappa}{u_F} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} = 0,25$	-	$\frac{\Lambda \kappa}{u_E} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} = \beta_1$
$\frac{z \kappa}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \phi_H \left(\frac{z}{L} \right)$	$\frac{z \kappa}{\theta_F} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 2,5$	-	$\frac{\Lambda \kappa}{\theta_E} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \alpha \beta_2$
$\frac{z \kappa}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \phi_E \left(\frac{z}{L} \right)$	-	-	-
$\left(\frac{\sigma_w}{u_*} \right)^2 = \phi_{\sigma_w} \left(\frac{z}{L} \right)$	$\left(\frac{\sigma_w}{u_F} \right)^2 = 4,0$	-	$\left(\frac{\sigma_w}{u_E} \right)^2 = 2,5$
-	-	$\left(\frac{\sigma_u}{u_*} \right)^2 = \phi_{\sigma_u} \left(\frac{z_i}{L} \right)$	$\left(\frac{\sigma_u}{u_E} \right)^2 = 6,0$
-	-	$\left(\frac{\sigma_v}{u_*} \right)^2 = \phi_{\sigma_v} \left(\frac{z_i}{L} \right)$	$\left(\frac{\sigma_v}{u_E} \right)^2 = 3,3$
$\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta_*} \right)^2 = \phi_{\sigma_\theta} \left(\frac{z}{L} \right)$	$\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta_F} \right)^2 = 0,8$	-	$\left(\frac{\sigma_\theta}{\theta_E} \right)^2 = 6,0$

Deve ser ressaltado que na maior parte da CLP, onde a turbulência é contínua, os espectros de variância de velocidade obedecem a Lei dos “-5/3” no subintervalo inercial. Esta propriedade da turbulência faz com que os espectros de variância normalizados pela taxa de dissipação de energia cinética turbulenta colapsem em uma única curva no subintervalo inercial, tornando-se auto-similares (Sorbjan, 1989). A energia cinética é introduzida em um escoamento turbulento diretamente nos grandes turbilhões e é transferida, pelo processo de cascata de energia, para os turbilhões de escalas progressivamente menores no subintervalo inercial até atingir os turbilhões com uma escala de comprimento onde a dissipação molecular converte toda a energia cinética

turbulenta adquirida pelos grandes turbilhões em energia interna (Frisch, 1995). Assim, o subintervalo inercial separa as escalas de comprimento dos turbilhões mais energéticos da dos menos energéticos, permitindo identificá-las através da sua caracterização observacional. Tendo em vista que a difusão turbulenta de poluentes em um escoamento turbulento é feita pelos turbilhões mais energéticos então o processo de difusão pode ser desconvoluído através da determinação das escalas dos turbilhões mais energéticos. Como os espectros de variância obedecem às leis de similaridades descritas acima é possível expressar as escalas de comprimento características em termos das relações de similaridades derivadas a partir dos espectros de variância de velocidade (Holstrup, 1982; Hanna, 1984; Sorbjan 1989; Degrazia *et al.*, 1996).

Em resumo, a grande vantagem dos modelos diagnósticos baseados na teoria da similaridade é que eles permitem estimar as propriedades estatísticas da CLP necessárias para aplicação em modelos de dispersão, tais como variância de velocidade e a escala de comprimento característica da mistura, a partir das escalas características de velocidade e temperatura na CLS e da altura da CLP (Hanna, 1984). Uma desvantagem importante que restringe a sua utilização é que a altura da CLP, usada nas expressões da similaridade da camada de mistura e da similaridade local, tem que ser prognosticada. Uma outra desvantagem é que estas expressões são válidas para descrever a estrutura vertical CLP barotrópica em equilíbrio sobre uma superfície plana e homogênea. Heterogeneidades associadas à topografia complexa e à variação da ocupação do solo devem ser tratadas de forma individual. Além disso, existem evidências observacionais que indicam que sobre superfícies cobertas com elementos de rugosidade extensos (florestas e edifícios) parte da CLS passa a responder a estes elementos de rugosidade de forma individual formando uma subcamada de rugosidade onde a teoria de similaridade de Monin-Obukho não é válida (Mahrt, 2000).

3.1.2. Modelos de camada de mistura

Os modelos de camada de mistura estão baseados na versão integrada das equações do movimento (Tab. 3.5). Para tanto é assumido que a intensidade da mistura turbulenta é grande o suficiente para homogeneizar as propriedades médias do escoamento na vertical em grandes porções da CLP. Este comportamento é tipicamente encontrado sobre regiões continentais durante o período diurno, nos períodos de forte aquecimento da superfície. Entretanto, mistura turbulenta intensa também pode ser encontrada durante a noite, em geral associadas à presença de intensos jatos noturnos de baixos níveis. Os eventos de mistura vertical intensa de origem mecânica ocorrem com menor frequência do que os de origem térmica.

Tabela 3.4: Funções universais para os perfis médios de velocidade, temperatura e umidade específica e as respectivas variâncias válidas para a CLS. Constantes das funções universais ajustadas para os perfis de velocidade e temperatura de acordo com a teoria da similaridade de Monin-Obukhov.

	Condição Convectiva $z/L < 0$	Condições Estável ou Neutra $z/L \geq 0$					
$\phi_M\left(\frac{z}{L}\right)$	$\left(1 - \gamma_1 \frac{z}{L}\right)^{-1/4}$	$\left(1 + \beta_1 \frac{z}{L}\right)$					
$\phi_H\left(\frac{z}{L}\right)$	$\alpha \left(1 - \gamma_2 \frac{z}{L}\right)^{-1/2}$	$\alpha \left(1 + \beta_2 \frac{z}{L}\right)$					
$\phi_E\left(\frac{z}{L}\right)$	ϕ_H	-					
$\phi_{\sigma_w}\left(\frac{z}{L}\right)$	$1,69 \left(\phi_M - 2,5 \frac{z}{L}\right)$	-					
$\phi_{\sigma_u}\left(\frac{z_i}{L}\right)$	$\left(12 - 0,5 \frac{z_i}{L}\right)$	-					
$\phi_{\sigma_v}\left(\frac{z_i}{L}\right)$	ϕ_{σ_u}	-					
$\phi_{\sigma_\theta}\left(\frac{z}{L}\right)$	$0,9 \left(-\frac{z}{L}\right)^2$	-					
Autor	κ	α	β_1	β_2	γ_1	γ_2	Intervalo de validade
Businger <i>et al.</i> (1971)	0,35	0,74	4,7	6,4	15	9	$-2,5 \leq \frac{z}{L} \leq 1,0$
Hogstrom (1988)	0,40	0,95	6,0	8,4	19,3	11,6	$-1,0 \leq \frac{z}{L} \leq 1,0$
Oncley <i>et al.</i> (1996)	0,365	0,86	8,1	9,4	15	9	$-1,0 \leq \frac{z}{L} \leq 1,0$

A estrutura termodinâmica da CLP em condições convectivas é apresentada na figura 3.1. A altura, a temperatura potencial e a umidade específica da camada de mistura são indicados por h , $\bar{\theta}_M$, \bar{q}_M respectivamente. A temperatura potencial e a umidade específica no nível da superfície são indicados por $\bar{\theta}_0$ e \bar{q}_0 . As intensidades da inversão térmica e da variação de umidade específica no topo da camada de mistura são indicadas por $\Delta\bar{\theta} = \bar{\theta}(h + \varepsilon/2) - \bar{\theta}_M$ e por $\Delta\bar{q} = \bar{q}(h + \varepsilon/2) - \bar{q}_M$

respectivamente, onde ε é a profundidade da camada de entranhamento. As taxas de variação vertical da temperatura potencial e umidade específica na atmosfera livre são indicados por γ_θ e γ_q . Os fluxos verticais turbulentos de calor sensível e de vapor de água variam linearmente ao longo da camada de mistura, assumindo os valores $\overline{(\theta'w')}_0$ e $\overline{(q'w')}_0$ na camada limite superficial e $\overline{(\theta'w')}_i$ e $\overline{(q'w')}_i$ na camada de entranhamento.

Tabela 3.5: Equações usadas nos modelos de camada de mistura.		
Item	Equação – Camada de Mistura	Incógnita
1	$\frac{\partial \bar{u}_M}{\partial t} = -\frac{[\overline{(u'w')}_i - \overline{(u'w')}_0]}{h} + f(\bar{v}_M - \bar{v}_\varepsilon)$	\bar{u}_M
2	$\frac{\partial \bar{v}_M}{\partial t} = -\frac{[\overline{(v'w')}_i - \overline{(v'w')}_0]}{h} - f(\bar{u}_M - \bar{u}_\varepsilon)$	\bar{v}_M
3	$\frac{\partial \bar{\theta}_M}{\partial t} = \frac{[\overline{(\theta'w')}_i - \overline{(\theta'w')}_0]}{h}$	$\bar{\theta}_M$
4	$\frac{\partial \bar{q}_M}{\partial t} = -\frac{[\overline{(q'w')}_i - \overline{(q'w')}_0]}{h}$	\bar{q}_M
Equações - Camada de Entranhamento		
5	$\frac{\partial \Delta \bar{u}}{\partial t} = \frac{[\overline{(u'w')}_i - \overline{(u'w')}_0]}{h} + f \Delta \bar{v}$	$\Delta \bar{u}$
6	$\frac{\partial \Delta \bar{v}}{\partial t} = \frac{[\overline{(v'w')}_i - \overline{(v'w')}_0]}{h} - f \Delta \bar{u}$	$\Delta \bar{v}$
7	$\frac{\partial \Delta \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial h}{\partial t} \gamma_\theta + \frac{[\overline{(\theta'w')}_i - \overline{(\theta'w')}_0]}{h}$	$\Delta \bar{\theta}$
8	$\frac{\partial \Delta \bar{q}}{\partial t} = \frac{\partial h}{\partial t} \gamma_q + \frac{[\overline{(q'w')}_i - \overline{(q'w')}_0]}{h}$	$\Delta \bar{q}$
9	$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\overline{(\theta'w')}_i}{\Delta \bar{\theta}}$	h
Fechamento		
10	$\frac{\overline{(\theta'w')}_i}{\overline{(\theta'w')}_0} = \frac{\overline{(q'w')}_i}{\overline{(q'w')}_0} = \frac{\overline{(u'w')}_i}{\overline{(u'w')}_0} = \frac{\overline{(v'w')}_i}{\overline{(v'w')}_0} = \beta$	$\frac{\overline{(\theta'w')}_0}{\overline{(u'w')}_0}, \frac{\overline{(q'w')}_0}{\overline{(v'w')}_0}$

A estrutura dinâmica da CLP em condições convectivas é indicada na figura 3.2. As componentes horizontais do vento na camada de mistura são indicados por \bar{u}_M e \bar{v}_M . Os fluxos verticais turbulentos do momento associado as componentes horizontais do vento na base e no topo da

camada de mistura são indicados por $\overline{(u'w')}_0, \overline{(v'w')}_0, \overline{(u'w')}_i$ e $\overline{(v'w')}_i$. As intensidades do cisalhamento ao longo da camada de entranhamento são indicados por $\Delta \bar{u} = \bar{u}_g (h + \varepsilon/2) - \bar{u}_M$ e $\Delta \bar{v} = \bar{v}_g (h + \varepsilon/2) - \bar{v}_M$.

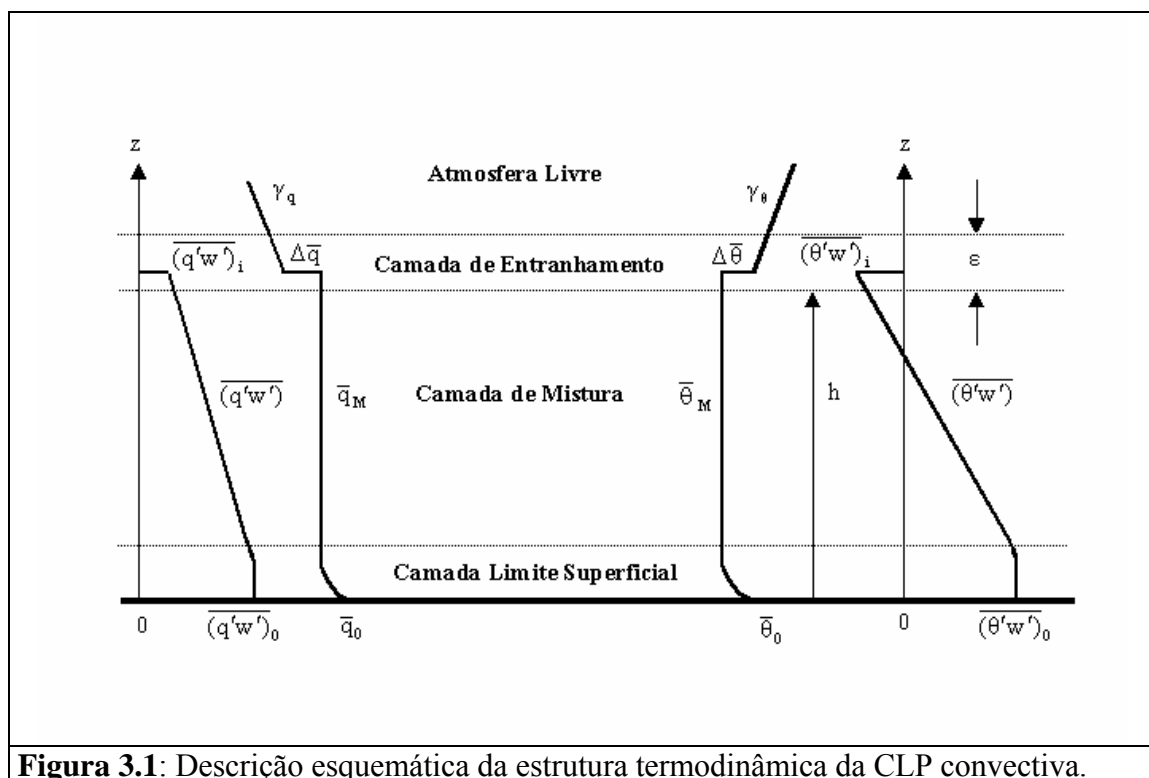


Figura 3.1: Descrição esquemática da estrutura termodinâmica da CLP convectiva.

O problema de fechamento é superado nos modelos de camada de mistura utilizando-se a equação da energia cinética turbulenta e considerando a teoria da similaridade da camada de mistura (Deardorff, 1980; Wyngaard, 1992). Assim as equações (1) a (10) na tabela 3.5 podem ser utilizadas para determinar a evolução da temperatura potencial, umidade específica e das componentes zonal e meridional do vento na camada de mistura. Para tanto é necessário conhecer apenas as condições iniciais, a evolução temporal dos fluxos verticais turbulentos na superfície e a evolução temporal da estrutura da atmosfera livre. A constante β da equação 10, também conhecida com constante de Ball, varia entre 0,1 e 0,5 dependendo das características dinâmicas e termodinâmicas na camada de mistura e da natureza da turbulência. No caso puramente convectivo, sem cisalhamento vertical na camada de entranhamento, verifica-se experimentalmente que $\beta \approx 0,2$.

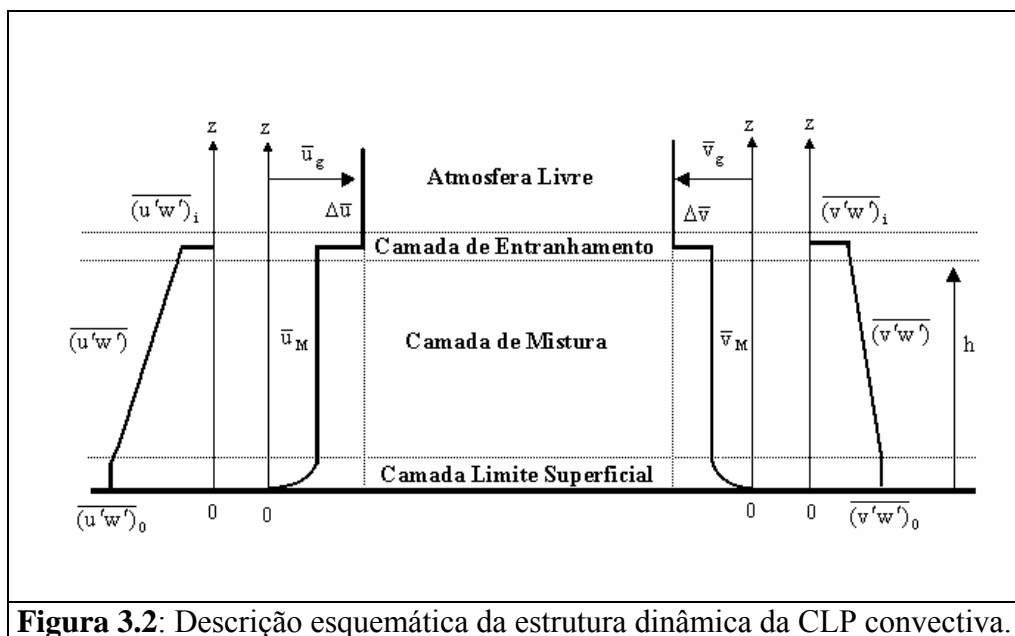


Figura 3.2: Descrição esquemática da estrutura dinâmica da CLP convectiva.

Os modelos de camada são muito versáteis e fáceis de serem implementados numericamente e, em alguns casos, admitem solução analítica para a altura da camada de mistura.

Os modelos de camada de mistura têm sido utilizados para investigar várias propriedades da CLP. Por exemplo, Gryning e Batchvarova (2002) utilizaram um modelo de camada de mistura que inclui o processo de mistura mecânica para simular a evolução da CLP sobre oceano. Pelly e Belcher (2001) aplicaram um modelo de camada de mistura para investigar o papel da mistura turbulenta na CLP induzida pelo resfriamento radiativo no topo de nuvens stratocumulus. Em ambos os casos o problema do fechamento foi resolvido de forma particular em função dos objetivos.

Algumas tentativas de explorar a simplicidade do modelo de camada de mistura foram feitas para Iperó. Por exemplo, Molnary (1993) desenvolveu um modelo numérico unidimensional de duas camadas para simular a evolução temporal e espacial da concentração de radionuclídeos na região de Iperó. O modelo representava a CLP diurna através de uma camada de mistura térmica e a CLP noturna através de uma camada de mistura mecânica que se desenvolvia sob uma camada de mistura residual. Os fluxos turbulentos de calor sensível na superfície foram estimados a partir do balanço de energia forçado pela temperatura do solo observada em Iperó. Apesar das simplificações assumidas na sua construção, o modelo de duas camadas foi capaz de simular as principais características da evolução diurna da CLP na região de Iperó. Foi possível estimar as propriedades

do transporte horizontal de radionuclídeos gerado por uma liberação acidental hipotética e determinar a escala de tempo que levaria para atingir as regiões mais povoadas próximas a fonte. Através deste modelo de duas camadas foi possível também simular a oscilação inercial do vento na camada de mistura residual e verificar que este mecanismo poderia explicar a formação dos JBN na região de Iperó.

Oliveira *et al.* (1998) e Veleda (2001) utilizaram uma solução analítica do modelo de camada de mistura para simular a evolução diurna da CLP para ser utilizada em um modelo de dispersão de poluente SPM (“Skewed Puff Model”). Neste estudo, a evolução temporal do fluxo de calor sensível da superfície, usado na solução analítica, foi determinada a partir do esquema de interação solo-biosfera-atmosfera (seção 3.3), forçado por valores de temperatura, umidade e vento observados a 10 m em Iperó (seção 2.2).

Com base nestes estudos verificou-se que a utilização do modelo de camada de mistura para simular a evolução espacial e temporal de poluentes atmosféricos está limitada aos casos em que o poluente está completamente misturado ao longo da CLP. Por outro lado, aplicações do modelo de camada de mistura acopladas a modelos de difusão de poluentes esbarram na impossibilidade do modelo de camada mistura fornecer estimativas pontuais das propriedades relevantes para a dispersão, tais como variância de velocidade e escala de comprimento característica da mistura da CLP. Além disso, o modelo de camada de mistura só pode ser aplicado para o período noturno quando existe mistura mecânica muito intensa. Todos estes aspectos limitam a utilização dos modelos de camada de mistura para dispersão de poluentes em situações especiais.

3.1.3. Modelos de fechamento de 1ª e de 1½ ordem

Os modelos de fechamento de primeira ordem estão baseados na analogia existente entre os transportes turbulento e molecular de uma determinada propriedade de um fluido. Assim, os fluxos verticais turbulentos na CLP são escritos como o produto entre um coeficiente de difusão “turbulenta” e o gradiente da propriedade média. Os fluxos turbulentos, representados por estas relações do tipo fluxo-gradiente, ocorrem da mesma forma que no caso molecular, sempre no sentido contrário ao do gradiente da propriedade. Assim as equações do movimento assumem a forma indicada na tabela 3.6 (Eqs. 1 a 4), onde K_M , K_H e K_E são respectivamente os coeficientes de difusão turbulenta de momento, calor e vapor de água na direção vertical.

Tabela 3.6: Equações usadas nos modelos de fechamento de 1ª ordem de e 1½ ordem.

Item	Equação	Incógnita
1	$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f \bar{v} \right)$	\bar{u}, K_M
2	$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) + \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f \bar{u} \right)$	\bar{v}, K_M
3	$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) - \left(\frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial \bar{R}_H}{\partial z} \right)$	$\bar{\theta}, K_H$
4	$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)_I$	\bar{q}, K_E
Fechamento 1º Ordem		
5	$K_M = \lambda_1^2 \left[(\partial \bar{u} / \partial z)^2 + (\partial \bar{v} / \partial z)^2 \right]^{1/2} (1 - Ri)^{1/2}$	λ_1, Ri
6	$K_H = K_M / Pr$	$Pr = 0,7$
7	$K_E = K_H$	-
8	$Ri = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta} / \partial z}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2 + (\partial \bar{v} / \partial z)^2}$	-
9	$\frac{1}{\lambda_1} = \frac{\phi_M^*}{\kappa z} + \frac{1}{\lambda_0}$	λ_0, ϕ_M^*
10	$\phi_M^* = \begin{cases} [1 - 15(z/L)]^{-1/4} & z/L < 0 \\ [1 + 5(z/L)] & z/L \geq 0 \end{cases}$	z/L
11	$z/L = \begin{cases} Ri & Ri < 0 \\ Ri / (1 - 5Ri) & 0 \leq Ri < 0,20 \end{cases}$	-
12	$\lambda_0 = c_0 \left[(\bar{u}_\epsilon^2 + \bar{v}_\epsilon^2)^{1/2} / f \right]$	$c_0 = 0,0004$
Fechamento de 1½ Ordem		
13	$\frac{\partial e}{\partial t} = K_M \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{g}{\theta_0} K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - e_2 \frac{e^{3/2}}{\lambda_z} + e_1 \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial e}{\partial z} \right)$	$e, K_M, K_H, \lambda_z, e_1, e_2$

A analogia usada no fechamento de primeira ordem apresenta vários problemas (Tennekes e Lunley, 1973), entre eles destaca-se o fato da turbulência ser uma propriedade do escoamento, enquanto que nesta analogia ela é tratada como uma propriedade do fluido. Um outro problema sério é que as relações do tipo fluxo-gradiente não conseguem reproduzir os fluxos turbulentos que ocorrem no sentido do gradiente ou quando o gradiente da propriedade for nulo. Estes dois casos ocorrem com frequência na CLP convectiva quando existe uma camada de mistura (Figs. 3.1 e 3.2).

Tabela 3.6: Equações usadas nos modelos de fechamento de 1ª ordem de e 1½ ordem (Continuação).

Item	Equação	Incógnita							
14	$K_M = C_K \lambda_{1.5} \sqrt{e}$	$\lambda_{1.5}, C_K, Pr$							
15	$K_H = K_M / Pr$	Pr							
16	$K_E = K_H$	-							
17	$\frac{1}{\lambda_{1.5}} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{C_{K1}}{h} - \left(\frac{1}{\kappa z} + \frac{C_{K2}}{h} \right) m_{K1} m_{K2} + \frac{C_{K5}}{\lambda_s}$	$h, m_{K1}, m_{K2}, \lambda_s$ C_{K1}, C_{K2}, C_{K5}							
18	$m_{K1} = [1 - C_{K3} (h / \kappa z)]^{-1}$	C_{K3}							
19	$m_{K2} = \begin{cases} 0 & L \geq 0 \\ [1 - C_{K4} (L / \kappa z)]^{-1} & L < 0 \end{cases}$	L, C_{K4}							
20	$\frac{1}{\lambda_s} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{C_{E1}}{h} - \left(\frac{1}{\kappa z} + \frac{C_{E2}}{h} \right) m_{E1} m_{E2} + \frac{C_{E5}}{\lambda_s}$	$h, m_{E1}, m_{E2}, \lambda_s$ C_{E1}, C_{E2}, C_{E5}							
21	$m_{E1} = [1 - C_{E3} (h / \kappa z)]^{-1}$	C_{E3}							
22	$m_{E2} = \begin{cases} 0 & L \geq 0 \\ [1 - C_{E4} (L / \kappa z)]^{-1} & L < 0 \end{cases}$	L, C_{E4}							
23	$\frac{1}{\lambda_s} = \begin{cases} 0 & \partial \bar{\theta} / \partial z \leq 0 \\ N_B / \sqrt{e} & \partial \bar{\theta} / \partial z > 0 \end{cases}$	e, N_B							
24	$N_B = \sqrt{\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}}$	-							
Constantes									
Item		Item		Item		Item		Item	
01	$e_1 = 1,2$	04	$e_2 = 0,125$	07	$C_K = 0,4$	-	-	-	-
02	$C_{K1} = 15$	05	$C_{K2} = 11$	08	$C_{K3} = 0,0025$	10	$C_{K4} = 1$	12	$C_{K5} = 3$
03	$C_{E1} = 15$	06	$C_{E2} = 5$	09	$C_{E3} = 0,0050$	11	$C_{E4} = 1$	13	$C_{E5} = 1,5$

O fechamento de primeira ordem foi muito utilizado em modelos de CLP até a década de 70. O número de expressões usadas para estimar K_M , K_H e K_E em aplicações atmosféricas é muito grande (Holt e Raman, 1988). A maior parte das expressões está baseada na teoria do comprimento de mistura proposta por Prandtl na década de 30. Nas expressões da tabela 3.6, λ é o comprimento de mistura, λ_0 é a escala de comprimento característica da CLP, Pr é o número de Prandtl

turbulento, o qual é variável na turbulência atmosférica. Contudo assume-se em geral $Pr \approx 0.7$, ϕ_M^* é o gradiente vertical adimensional de velocidade horizontal média modificado, $c_0 = 0,00040$ é uma constante empírica, f é o parâmetro de Coriolis, Ri é o número de Richardson. Neste caso está sendo utilizada uma versão simplificada para ϕ_M^* , conhecida como relações de Businger-Dyer-Pandolfo, e que permite obter o parâmetro de estabilidade z/L em função do número de Richardson de uma forma mais simples (Expressão 11 da Tab. 3.6).

A parametrização do fechamento de primeira ordem apresentada na tabela 3.6 é uma das que melhor reproduz as características observadas da CLP na Baía de Bengala e no Mar Árábico durante o MONEX79 (Holt e Raman, 1988). Por outro lado, ela também pode ser utilizada como exemplo dos tipos de problemas associados ao fechamento de primeira ordem. Por exemplo, a expressão 12 da tabela 3.6 só pode ser aplicada para latitudes médias. A expressão 11 da tabela 3.6 só tem sentido quando aplicada para $Ri < 0,2$, entretanto a expressão 5 da tabela 3.6 é recomendada para $Ri < 1$. Para resolver este problema assume-se que $z/L=1$ no máximo dado pelo intervalo de validade das funções adimensionais da teoria da similaridade de Monin-Obukhov (Tab. 3.4). As diferentes tentativas de melhorar o desempenho dos fechamentos de primeira ordem, incluindo fechamento não local esbarram nas dificuldades de não ser possível ainda generalizá-los (Noh *et al.*, 2003.)

Embora tenha ganho grande popularidade na comunidade de modelagem da atmosfera nos anos 60 e no começo dos anos 70, modelos com fechamento de primeira ordem baseados em parametrizações de K_M , K_H e K_E em termos do comprimento de mistura e do gradiente das propriedades médias do escoamento têm sido progressivamente substituídos por parametrizações que empregam a energia cinética turbulenta obtida através da solução numérica da sua equação de conservação. Este tipo de fechamento é conhecido como fechamento de $1\frac{1}{2}$ ordem (Weng e Taylor, 2003).

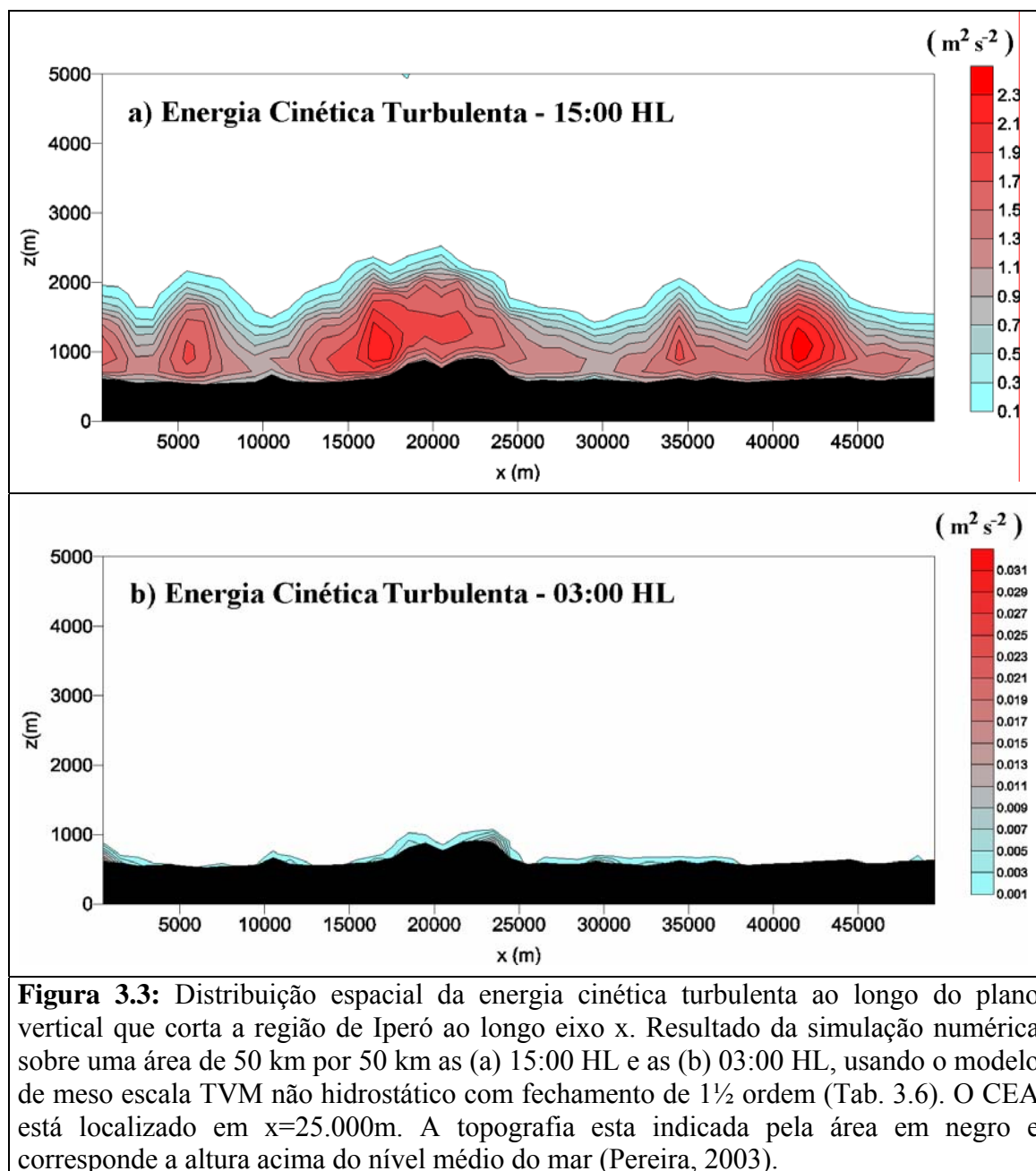
Na tabela 3.6 é apresentado o fechamento de $1\frac{1}{2}$ ordem desenvolvido por Therry e Lacarrère (1983) o qual utiliza uma expressão para diagnosticar o comprimento de mistura $\lambda_{1,5}$ (Expressão 17 da Tab. 3.6) que é muito similar a usada para estimar a escala de comprimento características da dissipação molecular de energia cinética turbulenta λ_e (Expressão 20 da Tab. 3.6). Os dois primeiros termos destas duas expressões são similares a expressão para a escala de comprimento de Blackadar (Expressão 9 da Tab. 3.6) e os dois restantes representam uma correção para condições

convectivas e estáveis, respectivamente. A correção para condições estáveis é determinada em termos da frequência de Brunt-Vaisala da atmosfera N_B (Expressões 23 e 24 da Tab. 3.6). A altura da CLP h é determinada pelo nível onde o perfil vertical de energia cinética turbulenta atinge 5 % do seu valor na superfície.

Hoje em dia a maior parte dos modelos de meso-escala utilizam o fechamento de $1\frac{1}{2}$ ordem (Martin *et al.*, 2001; Stivari *et al.*, 2003). Várias tentativas bem sucedidas de simular a estrutura espacial da CLP foram feitas utilizando o modelo de meso-escala TVM (“Three-Dimensional Vorticity Model”) com fechamento de $1\frac{1}{2}$ ordem (Karam, 1995; Karam, 2002 e Pereira, 2003). Karam (1995) simulou as circulações locais sobre área de 700 km por 700 km distribuída a oeste de Iperó (localizada entre os pontos D e B da figura 2.27 do capítulo 2), mostrado neste trabalho que a oscilação diurna do vento na superfície de Iperó está associada ao vento anabático de NW que se forma durante o dia e por vento catabático de SE que se forma durante a noite. Karam (2002) mostrou que os jatos noturnos de baixos níveis observados em Iperó são formados preferencialmente em toda a região mais alta do Estado de São Paulo e estão associados à combinação da brisa marítima e das circulações térmicas que se formam devido a inclinação do terreno no interior de São Paulo. Karam (2002) mostrou também que estas circulações locais no Estado de São Paulo determinam diferentes padrões de transporte de longo alcance. Pereira (2003) investigou o impacto que a topografia local na região de Iperó tem sobre os padrões de dispersão de médio alcance (< 50 km). Um exemplo da distribuição espacial da energia cinética turbulenta no plano vertical que corta a região de Iperó, na direção paralela a direção leste-oeste é apresentada na figura 3.3. Estes campos foram obtidos através da simulação numérica sobre uma área de 50 km por 50 km as 15:00 HL e as 03:00 HL. Nesta figura verifica-se que a topografia tem um efeito importante sobre a estrutura vertical da CLP que é capturado pela física do fechamento de $1\frac{1}{2}$ ordem (Pereira, 2003).

O fechamento de $1\frac{1}{2}$ ordem permite estimar a altura da CLP, a intensidade da energia cinética turbulenta e a escala de comprimento característica da mistura, apresentando neste aspecto vantagens em relação aos demais modelos discutidos até aqui. A única e significativa desvantagem deste fechamento é que ele não permite estimar as variâncias da velocidade necessárias para aplicar os modelos de dispersão de partícula. Por exemplo, Pereira (2003) emprega teoria da similaridade para estimar as variâncias de velocidade de acordo com Hanna (1984) nas simulações da dispersão em Iperó usando o modelo de mesoescala TVM acoplado ao modelo de dispersão Lagrangiana de partículas. Dificuldade similar teve Karam (2002) para simular a trajetória de poluentes no Estado

de São Paulo. Apesar de largamente utilizada, a validade da aplicação de teoria de similaridade em modelos de meso-escala para estimar as propriedades da CLP em regiões de topografia complexa e ocupação de solo heterogênea ainda precisa ser comprovada.



3.1.4. Modelo de fechamento de segunda ordem

Os modelos de fechamento de segunda ordem (MFSO) estão baseados em um conjunto de equações que descrevem os momentos estatísticos de segunda ordem a partir da parametrização dos termos de

terceira ordem e quarta ordem (Donaldson, 1973; Mellor e Yamada, 1974; André *et al.*, 1978; Mellor e Yamada, 1982; Therry e Lacarrère, 1983; Andrên, 1990; Abdella e MacFarlane, 1997; Galmarini *et al.*, 1998; Abdella, e MacFarlane, 2001; Nakanishi, 2001; Siqueira e Katul, 2001; Vu *et al.*, 2002). Em geral, o fechamento dos termos de terceira ordem envolve a representação matemática dos seguintes termos das equações de conservação dos momentos estatísticos de segunda ordem:

- Momentos estatísticos de terceira ordem dos termos de transporte de variância e co-variância;
- Correlação entre flutuações de pressão e velocidade dos termos de transporte;
- Correlação entre flutuações de pressão e velocidade dos termos de tendência à isotropia;
- Dissipação molecular de variância.

Os termos de transporte são parametrizados através das relações fluxo-gradiente padrões tanto para o transporte de variância e covariância quanto de pressão. O termo de tendência a isotropia por sua vez utiliza a parametrização de Rota (Mellor e Yamada, 1982). Os termos de dissipação assumem a forma canônica derivada da hipótese do equilíbrio universal do espectro de energia cinética turbulenta de Kolmogorov.

Em geral, a parametrização destes quatro termos requer a determinação de um conjunto de escalas características de comprimento que representam estes processos do escoamento turbulento. Uma forma simples de estimar estas escalas é assumir que elas são proporcionais a uma única escala de comprimento, denominada de escala de comprimento mestra (Mellor e Yamada, 1982). Outra forma de estimar estas escalas é através da solução numérica da equação prognostica da escala mestra (Weng e Taylor, 2003).

Com o desenvolvimento dos modelos de simulação direta da turbulência de grande escala, modelo LES (vide seção 3.1.5), várias limitações apresentadas pelos modelos de fechamento de segunda ordem foram investigadas (Moeng e Wyngaard, 1986 e 1989; Canuto *et al.*, 1994; Galmarini *et al.*, 1998; Nakanishi, 2001). Entre elas destaca-se a proposta de modificação ao MFSO de Mellor e Yamada (1982) feita por Nakanishi (2001). Nesta proposta a escala de comprimento mestra passa a incorporar os efeitos de estabilidade explicitamente e são determinadas as constantes relativas a parametrização dos termos de tendência a isotropia com as correções devido ao cisalhamento do vento médio e do empuxo.

Na tabela 3.7 é apresentado o sistema de equações que descrevem o modelo de fechamento de segunda ordem proposto por Mellor e Yamada (1982) e modificado por Nakanishi (2001). Este sistema é composto de 18 equações e 18 incógnitas. Nas parametrizações usadas nos MFSO o parâmetro E é igual uma escala característica da velocidade, τ_{IM} e τ_{IT} são, respectivamente, as escalas de tempo características associada a tendência a isotropia das variâncias e as co-variâncias momento, temperatura e umidade específica. As escalas τ_{DM} e τ_{DT} são, respectivamente, as escalas características de tempo associada a dissipação molecular de variância de momento, temperatura e umidade específica; K_E , $K_{u\theta}$, K_θ são os coeficientes de difusão turbulenta de variância e de co-variância de momento, temperatura e umidade específica.

Como pode ser vista na tabela 3.7 estas escalas e coeficientes foram determinados em função da escala mestra, λ_2 , e da energia cinética turbulenta. No MFSO proposto originalmente por Mellor e Yamada (1982) a escala mestra, é diagnosticada através da expressão proposta por Blackadar, representando o comprimento de mistura para condições neutras. Neste caso, as constantes de proporcionalidade (Tab. 3.8) foram determinadas em experimentos de laboratório, para escoamentos neutros, e intensivamente testadas para CLP atmosférica continental e, em menor grau no oceano (Mellor e Yamada, 1982).

O efeito de estratificação térmica sobre as escalas, segundo Mellor e Yamada (1982), ocorre de forma indireta através do impacto que a estratificação térmica tem sobre a distribuição espacial da energia cinética turbulenta. Na versão proposta por Nakanishi (2001) o efeito térmico é introduzido de forma explícita através de L_S e L_B (Expressões 27 e 29 da Tab. 3.7). Neste caso as constantes utilizadas nas parametrizações foram determinadas a partir da simulação da CLP utilizando modelo LES (Tab. 3.8).

O MFSO apresentado nas tabelas 3.7 e 3.8 foi utilizado para simular a evolução temporal da CLP em Iperó (Capítulo 4). Este modelo foi desenvolvido inicialmente para simular a evolução da CLP na região Amazônica (Oliveira, 1990; Oliveira e Fitzjarrald, 1993 e 1994). Nesta versão foi utilizada uma grade regular e um esquema numérico de diferenças finitas do tipo centrado no espaço e avançado no tempo para resolver as equações das variáveis médias e dos momentos estatísticos de segunda ordem. As condições de contorno inferior foram determinadas a partir da equação de balanço de energia simplificado (Oliveira, 1990).

Posteriormente, o esquema numérico do MFSO foi modificado para um esquema de diferenças finitas semi-implícito. Nesta segunda versão foi introduzida uma grade alternada onde os valores médios e as variâncias e covariâncias foram intercaladas em pontos de grade distribuídos através de uma relação log-linear. Nessa segunda versão foi mantido o fechamento proposto por Mellor e Yamada (1982), e o modelo foi empregado para simular a evolução da CLP na região de Iperó em diferentes trabalhos.

Dourado (1994) utilizou esta versão do MFSO acoplado a um modelo de camada de mistura oceânica para estimar o impacto que a mistura mecânica tem sobre a estrutura da CLP durante a passagem de uma frente fria na região de Cabo Frio (Dourado e Oliveira, 2001). Este estudo mostrou que as variações observadas na extensão vertical da CLP e da CM oceânica durante a passagem da frente fria não podem ser explicadas apenas pela mistura mecânica induzida pelo vento.

Vasconcelos (1995) determinou o impacto do resfriamento radiativo na evolução da CLP noturna em Iperó utilizando o esquema de transferência radiativo para estimar as componentes verticais da radiação de onda longa na CLP. Neste esquema, proposto por Slingo e Roach (1978), o espectro de radiação atmosférico é dividido em 5 bandas e os efeitos do vapor de água e do CO₂ são levados em conta na solução da equação de transferência radiativa acoplado a um modelo fechamento de segunda ordem. Neste estudo foi também incorporado o esquema de balanço de energia na superfície proposto por Deardorff (1978). Este esquema, como será apresentado nesta tese (seção 3.3) inclui uma camada de vegetação e resolve a temperatura e umidade de solo através do método “Force-Restore”. Uma conclusão importante deste trabalho foi que a extensão vertical da CLP noturna é maior quando é incluído o resfriamento radiativo da atmosfera. Apesar dos resultados apresentarem uma concordância boa com as observações a utilização do esquema de Deardorff implicava na utilização de um conjunto muito grande de constantes que não haviam sido determinadas para a região de Iperó. Além disso, o esquema de transferência radiativa demandava um tempo computacional muito grande.

Oliveira *et al.* (1995) utilizando a segunda versão do MFSO com o esquema de Deardorff calibrado a partir das simulações de Vasconcelso (1995), mostraram que os JBN podem ser explicados em termos de um gradiente horizontal de pressão de 0,25 mb/100 Km, orientado na direção NW-SE, provavelmente induzido pelo aquecimento diferencial da CLP devido a inclinação do Planalto Paulista sobreposto a uma oscilação inercial do vento na CMR noturna. Oliveira e Soares (1996)

aplicaram esta segunda versão do MFSO para simular a evolução temporal da CLP na região de Candiota.

Scolar *et al.* (2001) utilizou a segunda versão do MFSO com o esquema de balanço de energia de Deardorff simplificado para estimar o efeito do aquecimento solar sobre a estrutura da CLP na região de Iperó. Os resultados destas simulações indicaram que o aquecimento associado a convergência de radiação na CLP é um efeito secundário quando comparado aos processos turbulentos, mesmo para o período de verão quando existe alto conteúdo de umidade na CLP em Iperó.

Oliveira e Soares (2000) utilizaram o MFSO acoplado com esquema de Deardorff para simular a evolução da CLP noturna em Iperó utilizando os parâmetros de superfície obtidos através do método de inversão por Targino (1999). Os resultados destas simulações indicaram que apesar da evolução noturna dos parâmetros de superfície serem consistentes com as observações as escalas características de comprimento propostas por Mellor e Yamada (1982) estavam sendo superdimensionadas, principalmente na CLP estável. Esta deficiência estava relacionada ao fato das escalas propostas por Mellor e Yamada (1982) não estarem sendo explicitamente afetadas pela estratificação térmica da CLP. Problemas similares foram encontrados também nas simulações do período diurno acima da CLP.

Na versão do MFSO utilizada neste trabalho foram implementadas as escalas de comprimento de mistura propostas por Nakanishi (2001). Essa versão contém também a parametrização dos termos de tendência à isotropia com as correções devido ao cisalhamento do vento médio e do empuxo.

Do ponto de vista da dispersão de poluentes atmosféricos os MFSO fornecem a melhor relação custo benefício. Eles permitem a estimativa direta de todas as propriedades da CLP necessárias para a aplicação em modelos de dispersão Lagrangiana de partículas, ou mesmo em modelos de dispersão Eulerianos. É possível estimar altura da CLP, variâncias da velocidade e a escala de comprimento característica da mistura turbulenta para diferentes condições atmosféricas sem necessidade de incorporar, a priori, processos físicos ou ajustes baseados em teorias de similaridade.

Tabela 3.7: Conjunto de equações usadas nos MFSO desenvolvido por Mellor e Yamada (1982) e modificado por Nakanishi (2001).

Item	Equação	Incógnita
1	$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{u}'w')}{\partial z} + \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} \right)$	$\bar{u}, (\bar{u}'w')$
2	$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{v}'w')}{\partial z} + \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f\bar{u} \right)$	$\bar{v}, (\bar{v}'w')$
3	$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{\theta}'w')}{\partial z} - \left(\frac{1}{\rho_0 c_p} \frac{\partial R_N}{\partial z} \right)$	$\bar{\theta}, (\bar{\theta}'w')$
4	$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{q}'w')}{\partial z} - \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)_I$	$\bar{q}, (\bar{q}'w')$
5	$\frac{\partial(\bar{u}'w')}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial(\bar{u}'w')}{\partial z} \right) - \left[(1-c_4)(\bar{w}'w') - c_1 E^2 \right] \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + [1-c_2] \frac{g}{\theta_0} (\bar{\theta}'u') - \frac{(\bar{u}'w')}{3\tau_{IM}}$	$(\bar{u}'w'), K_E, \tau_{IM}, E, c_1, c_2, c_4$
6	$\frac{\partial(\bar{v}'w')}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial(\bar{v}'w')}{\partial z} \right) - \left[(1-c_4)(\bar{w}'w') - c_1 E^2 \right] \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + [1-c_2] \frac{g}{\theta_0} (\bar{\theta}'v') - \frac{(\bar{v}'w')}{3\tau_{IM}}$	$(\bar{v}'w'), K_E, \tau_{IM}, E, c_1, c_2, c_4$
7	$\frac{\partial(\bar{\theta}'w')}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial(\bar{\theta}'w')}{\partial z} \right) - \frac{(\bar{w}'w') \partial \bar{\theta}}{\partial z} + (1-c_3) \frac{g}{\theta_0} (\bar{\theta}'\theta') - \frac{(\bar{\theta}'w')}{3\tau_{IT}}$	$(\bar{\theta}'w'), K_{u\theta}, \tau_{IT}, c_3$
8	$\frac{\partial(\bar{q}'w')}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial(\bar{q}'w')}{\partial z} \right) - \frac{(\bar{w}'w') \partial \bar{q}}{\partial z} + (1-c_3) \frac{g}{\theta_0} (\bar{q}'\theta') - \frac{(\bar{q}'w')}{3\tau_{IT}}$	$(\bar{q}'w'), K_{u\theta}, \tau_{IT}, c_3$

Tabela 3.7: Conjunto de equações usadas nos MFSO desenvolvido por Mellor e Yamada (1982) e modificado por Nakanishi (2001).

Item	Equação	Incógnita
9	$\frac{\partial \overline{(u'u')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial \overline{(u'u')}}{\partial z} \right) - 2 \overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \left(\frac{3 \overline{(u'u')} - E^2}{9 \tau_{IM}} \right) - \frac{2 E^2}{3 \tau_{DM}} + c_2 \frac{2 g}{3 \theta_0} \overline{(\theta'w')} + c_4 \left[\frac{4}{3} \overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{2}{3} \overline{(v'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]$	$\overline{(u'u')}, K_E, E, \tau_{IM}, \tau_{DM}, c_2, c_4$
10	$\frac{\partial \overline{(v'v')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial \overline{(v'v')}}{\partial z} \right) - 2 \overline{(v'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \left(\frac{3 \overline{(v'v')} - E^2}{9 \tau_{IM}} \right) - \frac{2 E^2}{3 \tau_{DM}} + c_2 \frac{2 g}{3 \theta_0} \overline{(\theta'w')} + c_4 \left[\frac{4}{3} \overline{(v'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \frac{2}{3} \overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right]$	$\overline{(v'v')}, K_E, E, \tau_{IM}, \tau_{DM}, c_2, c_4$
11	$\frac{\partial \overline{(w'w')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial \overline{(w'w')}}{\partial z} \right) + 2 \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'w')} - \left(\frac{3 \overline{(w'w')} - E^2}{9 \tau_{IM}} \right) - \frac{2 E^2}{3 \tau_{DM}} - c_2 \frac{4 g}{3 \theta_0} \overline{(\theta'w')} - c_4 \left[\frac{2}{3} \overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{2}{3} \overline{(v'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]$	$\overline{(w'w')}, K_E, E, \tau_{IM}, \tau_{DM}, c_2, c_4$
12	$\frac{\partial \overline{(\theta'u')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial \overline{(\theta'u')}}{\partial z} \right) - (1 - c_5) \overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\overline{(\theta'u')}}{3 \tau_{IT}}$	$\overline{(\theta'u')}, K_{u\theta}, \tau_{IT}, c_5$
13	$\frac{\partial \overline{(\theta'v')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial \overline{(\theta'v')}}{\partial z} \right) - (1 - c_5) \overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \overline{(v'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\overline{(\theta'v')}}{3 \tau_{IT}}$	$\overline{(\theta'v')}, K_{u\theta}, \tau_{IT}, c_5$
14	$\frac{\partial \overline{(q'u')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial \overline{(q'u')}}{\partial z} \right) - (1 - c_5) \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} - \frac{\overline{(q'u')}}{3 \tau_{IT}}$	$\overline{(q'u')}, K_{u\theta}, \tau_{IT}, c_5$
15	$\frac{\partial \overline{(q'v')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial \overline{(q'v')}}{\partial z} \right) - (1 - c_5) \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \overline{(v'w')} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} - \frac{\overline{(q'v')}}{3 \tau_{IT}}$	$\overline{(q'v')}, K_{u\theta}, \tau_{IT}, c_5$

Tabela 3.7: Conjunto de equações usadas nos MFSO desenvolvido por Mellor e Yamada (1982) e modificado por Nakanishi (2001) (continuação).

Item	Equação	Incógnita
16	$\frac{\partial \overline{(\theta'\theta')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta \frac{\partial \overline{(\theta'\theta')}}{\partial z} \right) - 2 \overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\overline{(\theta'\theta')}}{\tau_{DT}}$	$\overline{(\theta'\theta')}, K_\theta, \tau_{DT}$
17	$\frac{\partial \overline{(q'q')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta \frac{\partial \overline{(q'q')}}{\partial z} \right) - 2 \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} - \frac{\overline{(q'q')}}{\tau_{DT}}$	$\overline{(q'q')}, K_\theta, \tau_{DT}$
18	$\frac{\partial \overline{(q'\theta')}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta \frac{\partial \overline{(q'\theta')}}{\partial z} \right) - \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} - \frac{\overline{(q'\theta')}}{\tau_{DT}}$	$\overline{(q'\theta')}, K_\theta, \tau_{DT}$

Tabela 3.7: Conjunto de equações usadas nos MFSO desenvolvido por Mellor e Yamada (1982) e modificado por Nakanishi (2001) (continuação).

Item	Equação	Incógnita	Item	Equação	Incógnita
19	$K_E = S_E \lambda_2 E$	λ_2, E, S_E	27	$L_S = \begin{cases} k z / 3,7 & \zeta \geq 1 \\ k z / (1 + 2,7 \zeta) & 0 \leq \zeta \leq 1 \\ k z (1 - \alpha_4 \zeta)^{0,2} & \zeta < 0 \end{cases}$	α_4 e ζ
20	$\tau_{IM} = (A_1 \lambda_2) / E$	λ_2, E, A_1	28	$L_T = \alpha_1 \left[\int_0^\infty E z dz / \int_0^\infty E dz \right]$	α_1 e E
21	$\tau_{DM} = (B_1 \lambda_2) / E$	λ_2, E, B_1	29	$L_B = \begin{cases} \frac{E}{\alpha_2 N_B} & \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 0 \text{ e } \zeta \geq 0 \\ \frac{E}{N_B} + \alpha_3 \frac{E}{N_B} \left(\frac{E_c}{L_T N_B} \right)^{1/2} & \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} > 0 \text{ e } \zeta < 0 \\ \infty & \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \leq 0 \end{cases}$	$\alpha_2, \alpha_3, N_B, E, E_c,$ $L_T, \zeta, \partial \bar{\theta} / \partial z.$
22	$K_{u\theta} = S_{u\theta} \lambda_2 E$	$\lambda_2, E, S_{u\theta}$	30	$E^2 = 2e = (\overline{u'u'}) + (\overline{v'v'}) + (\overline{w'w'})$	$(\overline{u'u'}), (\overline{v'v'}), (\overline{w'w'})$
23	$K_\theta = S_\theta \lambda_2 E$	λ_2, E, S_θ	31	$\zeta = z/L$	L
24	$\tau_{IT} = (A_2 \lambda_2) / E$	λ_2, E, A_2	32	$E_c = (g/\theta_0 (\overline{\theta'w'})_0 L_T)^{1/2}$	$(\overline{\theta'w'})_0, L_T$
25	$\tau_{DT} = (B_2 \lambda_2) / E$	λ_2, E, B_2	33	$N_B = (g/\theta_0 \partial \bar{\theta} / \partial z)^{1/2}$	$\partial \bar{\theta} / \partial z$
26	$\frac{1}{\lambda_2} = \frac{1}{L_S} + \frac{1}{L_T} + \frac{1}{L_B}$	λ_2, L_S, L_T, L_B	34	$L = -u_*^3 / \kappa \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'w')}_0$	$u_*, \overline{(\theta'w')}_0$

Tabela 3.8: Conjunto de constantes usadas no MFSO desenvolvido por Mellor e Yamada (1982) e modificado por Nakanishi (2001).

Item	Parâmetro	MY (1982)	Nakanishi (2001)
01	A_1	0,92	1,18
02	A_2	0,74	0,665
03	B_1	16,6	24,0
04	B_2	10,1	15,0
05	c_1	0,08	0,1375
06	c_2	0	0,65
07	c_3	0	0,294
08	c_4	0	0,0
09	c_5	0	0,20
10	S_E	0,20	-
11	$S_{u\theta}$	0,20	-
12	S_θ	0,20	-
13	α_1	0,10	0,23
14	α_2	-	1,0
15	α_3	-	5,0
16	α_4	-	100,0
17	κ	0,40	0,40

3.1.5. Modelo de simulação dos turbilhões de grande escala

As aplicações dos modelos de simulação direta dos turbilhões de grande escala, conhecidos como LES (“Large Eddy Simulation”) na investigação da turbulência na CLP convectiva e estável tem aumentado, consideravelmente, nos últimos 30 anos (Mason, 1994; Lesieur e Métais, 1996). Exemplos dos diferentes tipos de aplicações, em ordem cronológica, são apresentados na tabela 3.9.

Deardorff (1972) executou as primeiras simulações da CLP convectiva usando LES. Ele verificou que a estrutura estatística da CLP apresenta uma característica auto-similar, quando normalizados através da escala de vento convectiva (w_*) e da altura da CLP (z_i), comprovando através destas

simulações numéricas a validade da teoria da similaridade da camada de mistura. Estas simulações foram feitas com resolução espacial da ordem de 50 m na vertical e 32000 pontos de grade. Nestas simulações notáveis, Deardorff também efetuou estimativas da difusão turbulenta de poluentes atmosféricos através do cálculo de trajetórias de um conjunto de partículas liberados na CLP. Mais tarde, seus resultados foram usados para desenvolver um conjunto de parâmetros para dispersão intensivamente utilizados em modelos Lagrangianos de Partículas (Lamb, 1984). Nos anos 90 os modelos LES atingiram uma resolução espacial inferior a 1 m, tanto na vertical quanto na horizontal, e 884.736 pontos de grade (Andrén, 1995; Su *et al.*, 1998).

Tabela 3.9: Principais características dos modelos LES usados para simular a turbulência de grande escala da CLP.

Autores	Número de pontos de grade (x, y, z)	Domínio do Modelo (x, y, z) (km ³)	Passo de Tempo (s)	Tempo total de integração (h)
Deardorff (1972)	40,40,20	4 x 4 x 1	-	-
Deardorff (1974)	40,40,40	5 x 5 x 2	-	8
Moeng (1984)	32,32,40	5 x 5 x 2	3	7
Wyngaard e Brost (1984)	40,40,40	5 x 5 x 2	-	1
Van Haren e Nieuwstadt (1989)	40,40,40	5 x 5 x 2	5	-
Moeng e Wyngaard (1989)	96,96,96	5 x 5 x 2	-	-
Moeng e Sullivan (1994)	96,96,96	5 x 5 x 2	-	3
Andrén (1995)	96,96,96	0,6 x 0,4 x 0,5	-	-
Su <i>et al.</i> (1998)	96,96,30	0,192 x 0,192 x 0,6	-	-

Nos modelos do tipo LES, as equações de conservação de momento, massa e energia são filtradas de modo a descrever somente os movimentos de escala maior do que uma determinada escala de corte. O filtro, do tipo *passa-baixa*, tem a seguinte forma:

$$\langle f(x_i, t) \rangle = \int G(x_i - x_i') f(x_i', t) dx_i'$$

onde $f(x_i, t)$ representa qualquer variável, $G(x_i - x_i')$ é a função filtro, x_i é a coordenada na direção i e t o tempo.

As equações filtradas do movimento são apresentadas na tabela 3.10 (Equações 1 a 6). Estas equações descrevem os movimentos de escala maior do que uma escala de corte δ . Os movimentos de escala inferior a δ são denominados de movimento de sub-grade. De forma análoga às equações médias de Reynolds, esta parte da turbulência é resolvida através de parametrizações.

No fechamento das equações (1)-(6) é usada as parametrizações propostas por Smagorinsky (1993), onde o coeficiente de difusividade turbulenta de momento, K_M , é assumido proporcional ao produto entre a taxa de cisalhamento do escoamento local e a escala característica de comprimento Δ . De forma similar, o coeficiente de difusividade turbulenta de calor, K_H , e de valor de água, K_E , na atmosfera são determinados em termos da razão entre K_M e o número de Prandtl (Expressões 10 e 11 da Tab. 3.10).

Os resultados apresentados aqui estão baseados nos campos tridimensionais de velocidade, temperatura e umidade específica gerados após os primeiros 1000 passos de tempo (aproximadamente 0,8 horas), após a CLP convectiva ter atingido o estado de equilíbrio. Estas simulações foram realizadas com o modelo LES desenvolvido por Moeng e Sullivan (1994). Foram selecionadas 6 saídas (realizações), separadas 200 passos de tempo cada, do passo de tempo 1000 até 2000. Nesta simulação numérica foi utilizado uma grade com 80^3 pontos distribuídos sobre um domínio 5km x 5km x 2km, respectivamente em x , y e z . As forçantes externas e as condições de contorno foram ajustadas para gerar uma CLP altamente convectiva, que atingiu o equilíbrio após 1000 interações para $z_i/L \approx -800$.

Na figura 3.4 são mostrados os perfis verticais das médias no plano horizontal de 6 realizações do “skewness” (Marques Filho *et al.*, 2003). Os momentos estatísticos de segunda e terceira ordem foram calculados considerando as flutuações da escala resolvida em relação às médias no plano horizontal.

Tabela 3.10: Equações do movimento usadas no modelo LES. Na notação tensorial, δ_{ij} é o delta de Kronecker ε_{ijk} é o tensor de Levi-Civita, o vetor Ω_j é a taxa de rotação da Terra, ν_0 , κ_0 e η_0 são respectivamente a viscosidade cinemática, a difusividade térmica do ar e a difusividade molecular de vapor de água no ar. Os termos que representa a turbulência de sub-grade são indicados por $\tau_{ij} = -\langle u_i u_j \rangle - \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle$, $\tau_{\theta j} = -\langle \theta u_j \rangle - \langle \theta \rangle \langle u_j \rangle$ e $\tau_{qj} = -\langle q u_j \rangle - \langle q \rangle \langle u_j \rangle$.

Item	Equação	Incógnita
1	$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} - g \delta_{i3} + \frac{\langle \theta \rangle - \theta_0}{\theta_0} g \delta_{i3} - 2 \varepsilon_{ijk} \Omega_j \langle u_k \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_0 \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \tau_{ij} \right)$	$\langle u_i \rangle, \langle p \rangle, \tau_{ij}$
2	$\frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle \theta \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{c_p \rho_0} \frac{\partial \langle R n_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_0 \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_j} + \tau_{\theta j} \right)$	$\langle \theta \rangle, \tau_{\theta j}$
3	$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0$	-
4	$-\langle (\rho) - \rho_0 \rangle / \rho_0 = (\langle \theta \rangle - \theta_0) / \theta_0$	$\langle \rho \rangle, \langle \theta \rangle$
5	$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 \langle p \rangle}{\partial x_i^2} = -\frac{\partial \langle u_j \rangle \partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) + \frac{g \delta_{i3}}{\theta_0} \frac{\partial (\langle \theta \rangle - \theta_0)}{\partial x_i} - 2 \varepsilon_{ijk} \Omega_j \frac{\partial \langle u_k \rangle}{\partial x_i}$	$\langle p \rangle$
6	$\frac{\partial \langle q \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_j \rangle \langle q \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta_0 \frac{\partial \langle q \rangle}{\partial x_j} + \tau_{qj} \right) + \langle S_q \rangle$	$\langle q \rangle, \tau_{qj}$

Tabela 3.10: Equações do movimento usadas no modelo LES. Na notação tensorial, δ_{ij} é o delta de Kronecker, δ_{ijk} é o tensor de Levi-Civita, o vetor Ω_j é a taxa de rotação da Terra, ν_0 , κ_0 e η_0 são respectivamente a viscosidade cinemática e a difusividade térmica do ar e a difusividade molecular de vapor de água no ar. Os termos que representa a turbulência de sub-grade são indicados por $\tau_{ij} = -\langle u_i u_j \rangle - \langle \theta u_j \rangle - \langle q u_j \rangle$ e $\tau_{qj} = -\langle q u_j \rangle - \langle q \rangle \langle u_j \rangle$ - **Continuação.**

Item	Fechamento	Incógnita
7	$\tau_{ij} = 2K_M \langle S_{ij} \rangle + 1/3 \tau_{vm} \delta_{ij}$	$\langle S_{ij} \rangle, \tau_{vm}, K_M$
8	$\tau_{\theta j} = K_H \partial \langle \theta \rangle / \partial x_j$	$\langle \theta \rangle, K_H$
9	$\tau_{qj} = K_E \partial \langle q \rangle / \partial x_j$	$\langle q \rangle, K_E$
10	$K_M = (c\Delta)^2 S$	S, Δ
11	$K_H = K_M / Pr$	Pr
12	$K_E = K_H$	-
13	$\langle S_{ij} \rangle = 1/2 (\partial \langle u_i \rangle / \partial x_j + \partial \langle u_j \rangle / \partial x_i)$	-
14	$S^2 = 2 (\partial \langle u_i \rangle / \partial x_j + \partial \langle u_j \rangle / \partial x_i)^2$	-
15	$\Delta = \sqrt[3]{(\Delta x \Delta y \Delta z)}$	$\Delta x, \Delta y, \Delta z$
16	$\Delta x, \Delta y$ e Δz são os espaçamento da grade na direção x, y e z .	-
17	c	0,0649-0,336

As figuras 3.5 e 3.6 correspondem aos campos da velocidade vertical e de umidade específica depois de 1000 passos de tempo. Na figura 3.5 é possível identificar pelo menos uma região com movimento vertical positivo, bem definido (regiões em vermelho e amarelo situadas em $3000 \text{ m} < x < 3800 \text{ m}$). As regiões de movimento vertical negativo (região azul) são relativamente maiores do que as de movimento ascendentes contudo apresentam uma intensidade muito menor. Os movimentos verticais ascendentes penetram na camada de inversão induzindo movimento descendente que traz ar mais seco da atmosfera livre acima. Este entranhamento de ar decresce a umidade específica próximo de z_i , entre $800 \text{ m} < z < 1500 \text{ m}$ (Fig. 3.6).

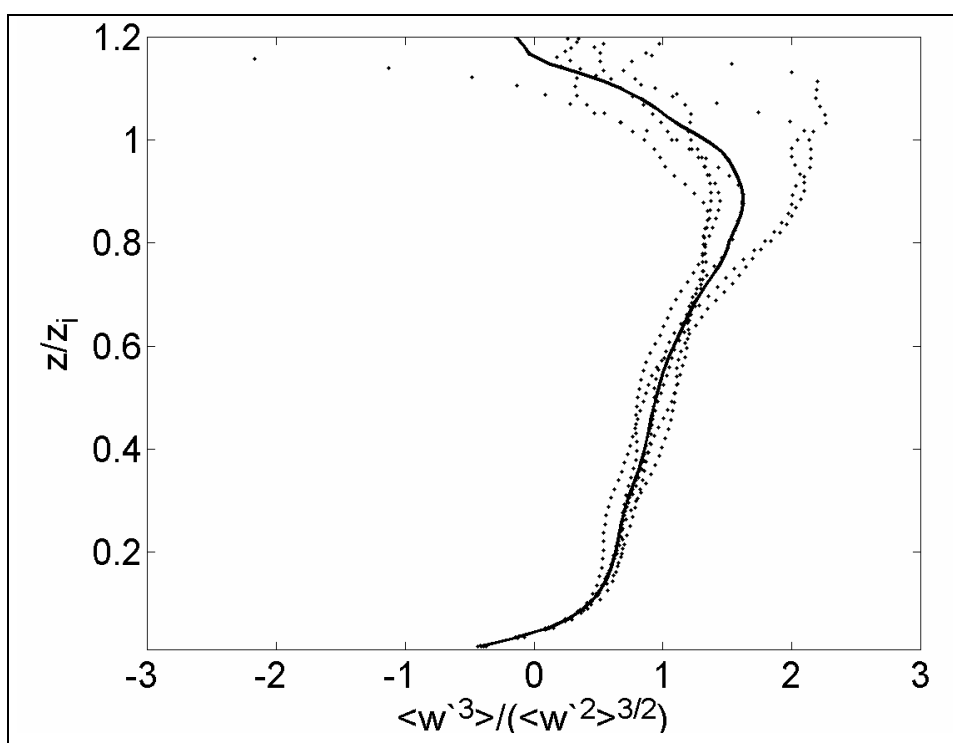


Figura 3.4: Perfil vertical do coeficiente de assimetria (“skewness”) da componente vertical do vento na CLP convectiva simulada numericamente através de um modelo LES. A linha contínua indica o perfil vertical médio do conjunto das 6 médias horizontais (Marques filho *et al.*, 2003).

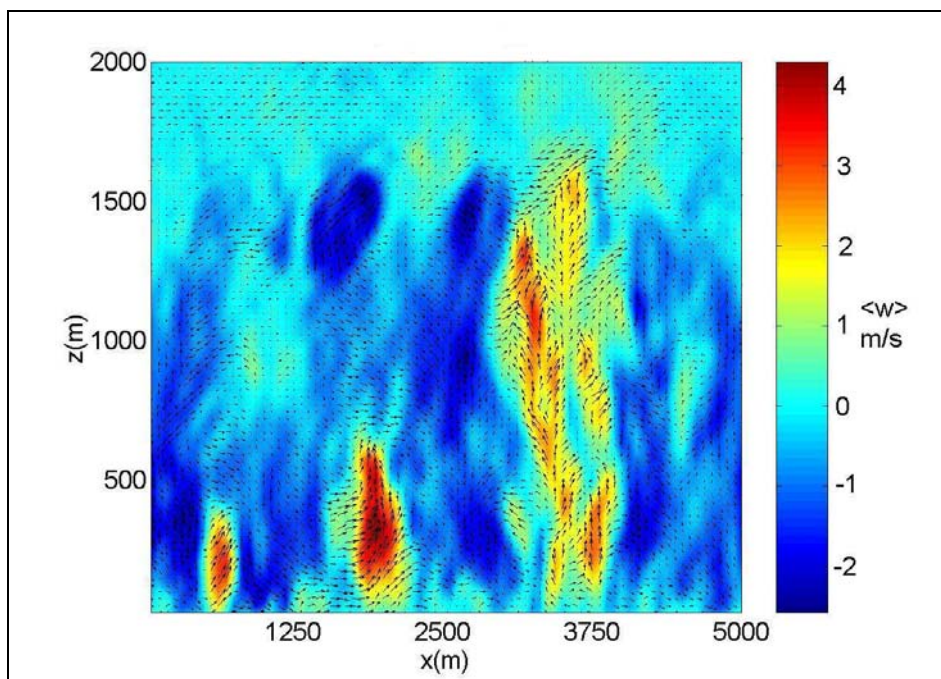


Figura 3.5: Distribuição espacial da componente vertical do vento através de uma seção transversal ao longo do plano x-z, passando por $y = 2500$ m. Resultado obtido após 1000 passos de tempo de simulação numérica de CLP convectiva através de modelo LES. As setas indicam a projeção do vetor velocidade do vento no plano x-z (Marques filho *et al.*, 2003).

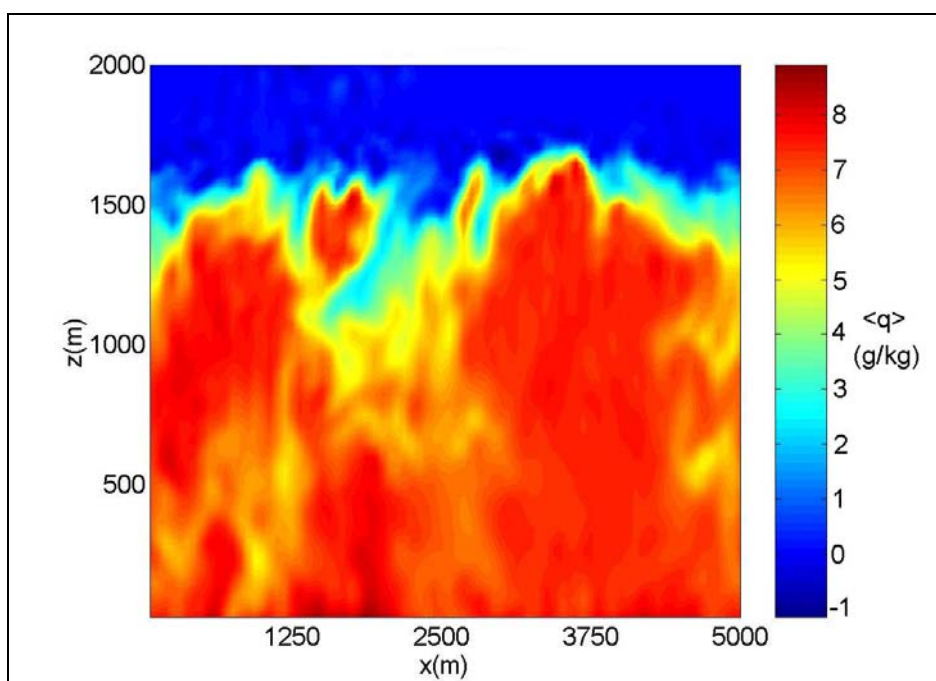


Figura 3.6: Distribuição espacial da umidade específica do ar através de uma seção transversal ao longo do plano x-z, passando por $y = 2500$ m. Resultado obtido após 1000 passos de tempo de simulação numérica de CLP convectiva através de modelo LES (Marques filho *et al.*, 2003).

O modelo LES representa a melhor ferramenta disponível para investigar as propriedades da CLP. Entretanto este tipo de modelo ainda tem um custo computacional excessivo. Nas simulações realizadas por Marques Filho et al. (2003) foi utilizada uma versão do LES com 80^3 pontos de grade. Para simular 6000 passos de tempo, com duração de 0,1 segundos cada, utilizou-se cerca de 6 dias de CPU no CRAY J90. Além disso, a grande quantidade de dados gerados em cada simulação requer o emprego de técnicas bem eficientes de análise estatística e representação visual. A aplicação do modelo LES para investigar a dispersão de poluentes na atmosfera impõe uma demanda computacional extra e a ausência de suporte computacional de alto desempenho no Brasil dificultam a utilização de modelos do tipo LES para pesquisa. O cálculo de trajetórias de partículas empregado nos modelos de dispersão Lagrangiana de partículas requer o processamento de um grande número de saídas do modelo contendo campos de velocidade de vento, além de necessitar de estimativas de parâmetros de dispersão tais como variância das componentes de velocidade e escala de comprimento característica da mistura para a turbulência de sub-grade.

Assim, a análise descrita nesta seção reflete a experiência do grupo de micrometeorologia com modelos numéricos de CLP e, com base nela conclui-se que o modelo que melhor combina capacidade de descrever as propriedades da CLP para a dispersão de poluentes e simplicidade numérica é o modelo de fechamento de segunda ordem.

Os MFSO podem ser utilizados para investigar o acoplamento entre a superfície e a atmosfera na presença de vegetação (Siqueira e Katul, 2001) ou de um dossel urbano (Vu *et al.*, 2003) de forma mais adequada do que os demais tipos de modelos.

As simulações com modelo LES geram uma quantidade grande de dados de turbulência da CLP que não podem ser obtidos através de experimentos de campos e esses dados abrem uma perspectiva muito grande para melhorar as parametrizações utilizadas nos MFSO.

3.2. Esquema numérico do modelo de fechamento de segunda ordem

O modelo de fechamento de segunda ordem utilizado aqui está baseado na solução numérica das equações médias e dos momentos estatísticos de segunda ordem usando uma grade alternada conforme indicado na figura. 3.7.

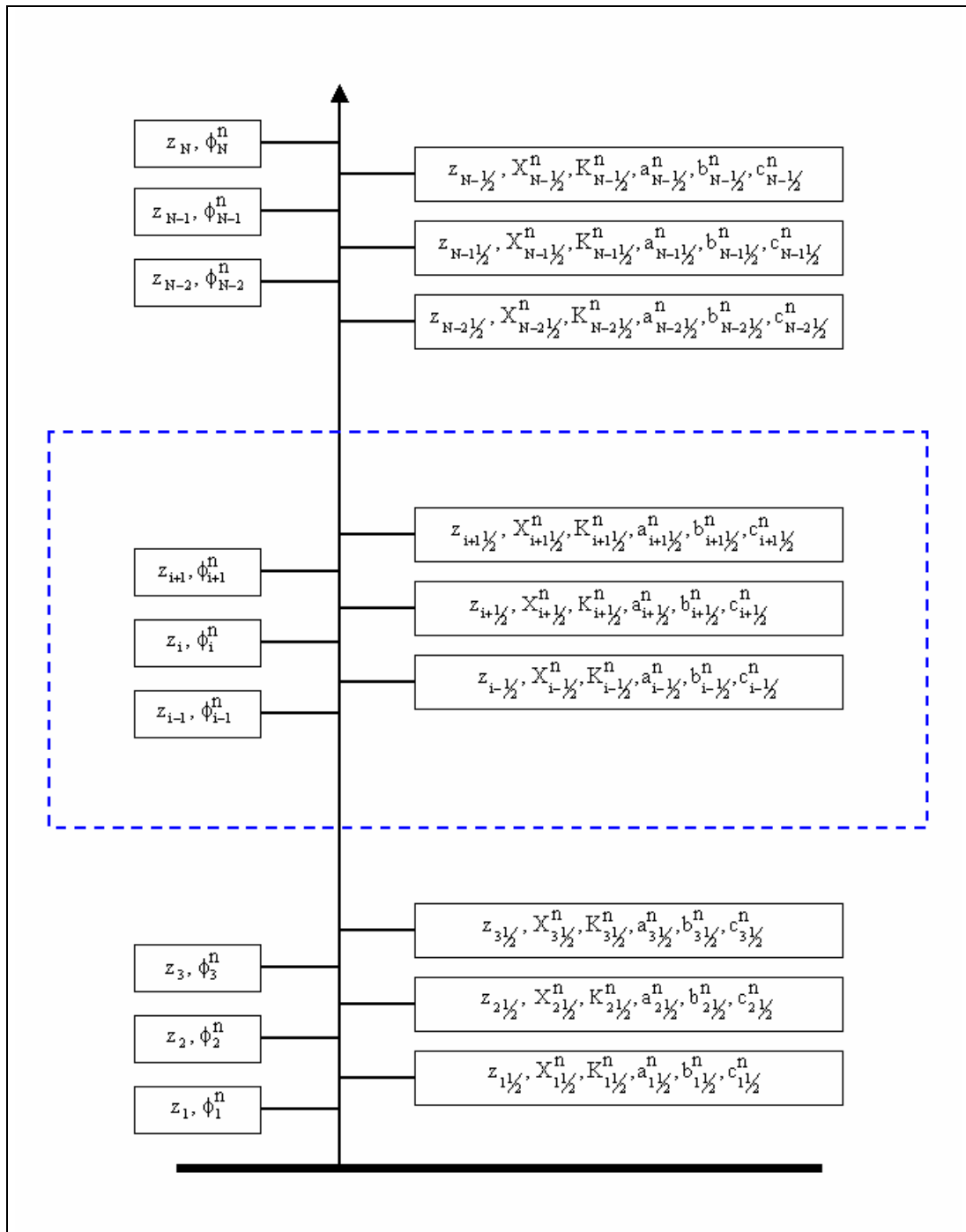


Figura 3.7: Representação esquemática da grade vertical alternada utilizada para discretizar as equações do modelo de fechamento de segunda ordem.

3.2.1. Equações médias

As equações que descrevem o comportamento médio podem ser representadas através da seguinte equação protótipo:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\partial X}{\partial z} + \varepsilon$$

onde ϕ representa as variáveis médias $\{\bar{u}, \bar{v}, \bar{\theta}, \bar{q}\}$, X representa os momentos estatísticos de segunda ordem $\{(\overline{u'_k u'_j}), (\overline{\theta' u'_j}), (\overline{q' u'_j})\}$ e ε representa as forçantes não turbulentas, tais como advecção, aceleração devido ao gradiente horizontal de pressão, aceleração de Coriolis, resfriamento radiativo e mudança de fase do vapor de água na atmosfera. Vide equações (1) a (4) na tabela 3.7.

A versão discretizada desta equação protótipo foi obtida neste caso usando um esquema numérico avançado no tempo:

$$\frac{\phi_i^{n+1} - \phi_i^n}{\Delta t} = -\frac{X_{i+1/2}^n - X_{i-1/2}^n}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} + \varepsilon_i^n$$

onde n indica o tempo ($n\Delta t$, $n=1,2 \dots$) e i indica a distância à superfície z_i ($i = 2 \dots N-1$).

3.2.2. Equações dos momentos estatísticos de segunda ordem

As equações que descrevem a evolução temporal e espacial dos momentos estatísticos de segunda ordem são do tipo (vide equações (5) a (18) na tabela 3.7):

$$\frac{\partial X}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial X}{\partial z} \right) + a X + b \frac{\partial \phi}{\partial z} + c$$

onde X representa os momentos estatísticos de segunda ordem $\{(\overline{u'_k u'_j}), (\overline{\theta' u'_j}), (\overline{q' u'_j})\}$, ϕ representa as variáveis médias $\{\bar{u}, \bar{v}, \bar{\theta}, \bar{q}\}$, K é o coeficiente de transporte turbulento de X . Os coeficientes a , b e c representam funções que independem explicitamente de X e ϕ . Na tabela 3.11 são identificados todos os termos da equação protótipo apresentada acima.

Discretizando-se a equação protótipo utilizando o esquema numérico avançado no tempo e implícito obtêm-se:

$$\frac{X_{i+1/2}^{n+1} - X_{i+1/2}^n}{\Delta t} = \left[\left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i+1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{X_{i+1/2}^{n+1} - X_{i+1/2}^{n+1}}{z_{i+1/2} - z_{i+1/2}} \right) - \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i-1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{X_{i+1/2}^{n+1} - X_{i-1/2}^{n+1}}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} \right) \right] \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right) + a_{i+1/2}^n X_{i+1/2}^{n+1} + b_{i+1/2}^n \left(\frac{\phi_{i+1}^n - \phi_i^n}{z_{i+1} - z_i} \right) + c_{i+1/2}^n$$

com $i = 2 \dots N - 2$.

$$\begin{aligned} X_{i+1/2}^{n+1} - X_{i+1/2}^n &= X_{i+1/2}^{n+1} \left[\Delta t \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i+1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i+1/2}} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right) \right] - \\ &- X_{i+1/2}^{n+1} \left\{ \Delta t \left[\left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i+1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i+1/2}} \right) + \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i-1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} \right) \right] \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right) \right\} \\ &+ X_{i-1/2}^{n+1} \left[\Delta t \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i-1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right) \right] \\ &+ X_{i+1/2}^{n+1} \left(\Delta t a_{i+1/2}^n \right) + \Delta t \left[b_{i+1/2}^n \left(\frac{\phi_{i+1}^n - \phi_i^n}{z_{i+1} - z_i} \right) + c_{i+1/2}^n \right] \end{aligned}$$

Agrupando os termos:

$$\begin{aligned} &+ X_{i-1/2}^{n+1} \left[-\Delta t \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i-1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right) \right] \\ &+ X_{i+1/2}^{n+1} \left\{ 1 + \left\{ \Delta t \left[\left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i+1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i+1/2}} \right) + \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i-1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} \right) \right] \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right) \right\} - \left(\Delta t a_{i+1/2}^n \right) \right\} \\ &+ X_{i+1/2}^{n+1} \left[-\Delta t \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i+1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i+1/2}} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right) \right] = X_{i+1/2}^n + \Delta t \left[b_{i+1/2}^n \left(\frac{\phi_{i+1}^n - \phi_i^n}{z_{i+1} - z_i} \right) + c_{i+1/2}^n \right] \end{aligned}$$

Tabela 3.11: Descrição dos termos das equações do modelo de fechamento de segunda ordem.

$\frac{\partial X}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial X}{\partial z} \right)$	a X	$b \frac{\partial \phi}{\partial z}$	c
$\frac{\partial(\overline{u'u'})}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial(\overline{u'u'})}{\partial z} \right)$	$-\frac{(\overline{u'u'})}{3\tau_{IM}}$	$-\left(2 - c_4 \frac{4}{3}\right) \frac{(\overline{u'u'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - c_4 \frac{2}{3} \frac{(\overline{v'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}$	$\left(\frac{1}{3\tau_{IM}} - \frac{2}{\tau_{DM}} \right) \frac{E^2}{3} + c_2 \frac{2}{3} \frac{(\overline{\theta'w'})}{\partial z} \frac{g}{\theta_0}$
$\frac{\partial(\overline{v'v'})}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial(\overline{v'v'})}{\partial z} \right)$	$-\frac{(\overline{v'v'})}{3\tau_{IM}}$	$-\left(2 - c_4 \frac{4}{3}\right) \frac{(\overline{v'v'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} - c_4 \frac{2}{3} \frac{(\overline{u'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}$	$\left(\frac{1}{3\tau_{IM}} - \frac{2}{\tau_{DM}} \right) \frac{E^2}{3} + c_2 \frac{2}{3} \frac{(\overline{\theta'w'})}{\partial z} \frac{g}{\theta_0}$
$\frac{\partial(\overline{w'w'})}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial(\overline{w'w'})}{\partial z} \right)$	$-\frac{(\overline{w'w'})}{3\tau_{IM}}$	$-c_4 \frac{2}{3} \left[\frac{(\overline{u'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \frac{(\overline{v'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} \right]$	$\left(\frac{1}{3\tau_{IM}} - \frac{2}{\tau_{DM}} \right) \frac{E^2}{3} + \left(2 - c_2 \frac{4}{3} \right) \frac{(\overline{\theta'w'})}{\partial z} \frac{g}{\theta_0}$
$\frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \right)$	$-\frac{(\overline{u'w'})}{3\tau_{IM}}$	$-\left[(1 - c_4) \frac{(\overline{w'w'})}{\partial z} - c_1 E^2 \right] \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}$	$[1 - c_2] \frac{(\overline{\theta'u'})}{\partial z} \frac{g}{\theta_0}$
$\frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_E \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z} \right)$	$-\frac{(\overline{v'w'})}{3\tau_{IM}}$	$-\left[(1 - c_4) \frac{(\overline{w'w'})}{\partial z} - c_1 E^2 \right] \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}$	$[1 - c_2] \frac{(\overline{\theta'v'})}{\partial z} \frac{g}{\theta_0}$
$\frac{\partial(\overline{\theta'u'})}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{ue} \frac{\partial(\overline{\theta'u'})}{\partial z} \right)$	$-\frac{(\overline{\theta'u'})}{3\tau_{IT}}$	$-\frac{(\overline{u'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} - (1 - c_5) \frac{(\overline{\theta'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}$	-
$\frac{\partial(\overline{\theta'v'})}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{ue} \frac{\partial(\overline{\theta'v'})}{\partial z} \right)$	$-\frac{(\overline{\theta'v'})}{3\tau_{IT}}$	$-\frac{(\overline{v'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} - (1 - c_5) \frac{(\overline{\theta'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{v}}{\partial z}$	-
$\frac{\partial(\overline{\theta'w'})}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{ue} \frac{\partial(\overline{\theta'w'})}{\partial z} \right)$	$-\frac{(\overline{\theta'w'})}{3\tau_{IT}}$	$-\frac{(\overline{w'w'})}{\partial z} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}$	$(1 - c_2) \frac{(\overline{\theta'\theta'})}{\partial z} \frac{g}{\theta_0}$

Tabela 3.11: Descrição dos termos das equações do modelo de fechamento de segunda ordem (continuação).

$\frac{\partial X}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial X}{\partial z} \right)$	a X	$b \frac{\partial \phi}{\partial z}$	c
$\frac{\partial \overline{(q'u')}}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial \overline{(q'u')}}{\partial z} \right)$	$-\frac{\overline{(q'u')}}{3\tau_{1T}}$	$-\frac{\overline{(u'w')}}{\partial z} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} - (1 - c_s) \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$	-
$\frac{\partial \overline{(q'v')}}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial \overline{(q'v')}}{\partial z} \right)$	$-\frac{\overline{(q'v')}}{3\tau_{1T}}$	$-\frac{\overline{(v'w')}}{\partial z} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} - (1 - c_s) \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$	-
$\frac{\partial \overline{(q'w')}}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_{u\theta} \frac{\partial \overline{(q'w')}}{\partial z} \right)$	$-\frac{\overline{(q'w')}}{3\tau_{1T}}$	$-\frac{\overline{(w'w')}}{\partial z} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}$	$(1 - c_s) \overline{(q'\theta')} \frac{g}{\theta_0}$
$\frac{\partial \overline{(\theta'\theta')}}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta \frac{\partial \overline{(\theta'\theta')}}{\partial z} \right)$	$-\frac{\overline{(\theta'\theta')}}{\tau_{DT}}$	$-2 \overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$	-
$\frac{\partial \overline{(q'q')}}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta \frac{\partial \overline{(q'q')}}{\partial z} \right)$	$-\frac{\overline{(q'q')}}{\tau_{DT}}$	$-2 \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}$	-
$\frac{\partial \overline{(q'\theta')}}{\partial t}$	$\frac{\partial}{\partial z} \left(K_\theta \frac{\partial \overline{(q'\theta')}}{\partial z} \right)$	$-\frac{\overline{(q'\theta')}}{\tau_{DT}}$	$-\frac{\overline{(q'w')}}{\partial z} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}$	-

A equação genérica pode ser escrita como:

$$X_{i-1/2}^{n+1} \alpha_{i-1/2}^n + X_{i+1/2}^{n+1} \beta_{i+1/2}^n + X_{i+1/2}^{n+1} \gamma_{i+1/2}^n = X_{i+1/2}^n + \Delta t \left[b_{i+1/2}^n \left(\frac{\phi_{i+1}^n - \phi_i^n}{z_{i+1} - z_i} \right) + c_{i+1/2}^n \right]$$

onde os coeficientes assumem a seguinte forma:

$$\alpha_{i-1/2}^n = -\Delta t \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i-1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right)$$

$$\beta_{i+1/2}^n = \left\{ 1 + \Delta t \left[\left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i+1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i+1/2}} \right) + \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i-1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i-1/2}} \right) \right] \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right) - \left(\Delta t a_{i+1/2}^n \right) \right\}$$

$$\gamma_{i+1/2}^n = -\Delta t \left(\frac{K_{i+1/2}^n + K_{i+1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1/2} - z_{i+1/2}} \right) \left(\frac{1}{z_{i+1} - z_i} \right)$$

Aplicando a equação em diferenças finitas para as condições de contorno em $i = 2$ obtêm-se:

$$X_{2 1/2}^{n+1} \beta_{2 1/2}^n + X_{3 1/2}^{n+1} \gamma_{3 1/2}^n = X_{2 1/2}^n - X_{1 1/2}^{n+1} \alpha_{1 1/2}^n + \Delta t \left[b_{2 1/2}^n \left(\frac{\phi_3^n - \phi_2^n}{z_3 - z_2} \right) + c_{2 1/2}^n \right]$$

onde os coeficientes em $i = 2$ assumem a seguinte forma:

$$\alpha_{1 1/2}^n = -\Delta t \left(\frac{K_{2 1/2}^n + K_{1 1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{2 1/2} - z_{1 1/2}} \right) \left(\frac{1}{z_3 - z_2} \right)$$

$$\beta_{2 1/2}^n = \left\{ 1 + \Delta t \left[\left(\frac{K_{3 1/2}^n + K_{2 1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{3 1/2} - z_{2 1/2}} \right) + \left(\frac{K_{2 1/2}^n + K_{1 1/2}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{2 1/2} - z_{1 1/2}} \right) \right] \left(\frac{1}{z_3 - z_2} \right) - \left(\Delta t a_{2 1/2}^n \right) \right\}$$

$$\gamma_{3\frac{1}{2}}^n = -\Delta t \left(\frac{K_{3\frac{1}{2}}^n + K_{2\frac{1}{2}}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{3\frac{1}{2}} - z_{2\frac{1}{2}}} \right) \left(\frac{1}{z_3 - z_2} \right)$$

O posicionamento das variáveis usadas neste desenvolvimento pode ser visualizado na figura 3.7.

Aplicando a equação em diferenças finitas para as condições de contorno em $i = N - 2$ obtêm-se:

$$X_{N-2\frac{1}{2}}^{n+1} \alpha_{N-2\frac{1}{2}}^n + X_{N-1\frac{1}{2}}^{n+1} \beta_{N-1\frac{1}{2}}^n = X_{N-1\frac{1}{2}}^n - X_{N-1\frac{1}{2}}^{n+1} \gamma_{N-1\frac{1}{2}}^n + \Delta t \left[b_{N-1\frac{1}{2}}^n \left(\frac{\phi_{N-2}^n - \phi_{N-1}^n}{z_{N-2} - z_{N-1}} \right) + c_{N-1\frac{1}{2}}^n \right]$$

onde os coeficientes em $i = N - 2$ assumem a seguinte forma:

$$\alpha_{N-2\frac{1}{2}}^n = -\Delta t \left(\frac{K_{N-1\frac{1}{2}}^n + K_{N-2\frac{1}{2}}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{N-1\frac{1}{2}} - z_{N-2\frac{1}{2}}} \right) \left(\frac{1}{z_{N-1} - z_{N-2}} \right)$$

$$\beta_{N-1\frac{1}{2}}^n = \left\{ 1 + \Delta t \left[\left(\frac{K_{N-1\frac{1}{2}}^n + K_{N-1\frac{1}{2}}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{N-1\frac{1}{2}} - z_{N-1\frac{1}{2}}} \right) + \left(\frac{K_{N-1\frac{1}{2}}^n + K_{N-2\frac{1}{2}}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{N-1\frac{1}{2}} - z_{N-2\frac{1}{2}}} \right) \right] \left(\frac{1}{z_{N-1} - z_{N-2}} \right) - \left(\Delta t a_{N-1\frac{1}{2}}^n \right) \right\}$$

$$\gamma_{N-1\frac{1}{2}}^n = -\Delta t \left(\frac{K_{N-1\frac{1}{2}}^n + K_{N-1\frac{1}{2}}^n}{2} \right) \left(\frac{1}{z_{N-1\frac{1}{2}} - z_{N-1\frac{1}{2}}} \right) \left(\frac{1}{z_{N-1} - z_{N-2}} \right)$$

O posicionamento das variáveis utilizadas neste desenvolvimento pode ser visualizado na figura 3.7.

Escrevendo a equação discretizada na forma matricial tem-se:

$$\begin{bmatrix} \beta_{2\frac{1}{2}}^n & \gamma_{3\frac{1}{2}}^n & 0 & & & \\ \alpha_{2\frac{1}{2}}^n & \beta_{3\frac{1}{2}}^n & \gamma_{4\frac{1}{2}}^n & & & \\ & & & \dots & & \\ & & & & \alpha_{N-3\frac{1}{2}}^n & \beta_{N-2\frac{1}{2}}^n & \gamma_{N-1\frac{1}{2}}^n \\ & & & & 0 & \alpha_{N-2\frac{1}{2}}^n & \beta_{N-1\frac{1}{2}}^n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_{2\frac{1}{2}}^{n+1} \\ X_{3\frac{1}{2}}^{n+1} \\ \vdots \\ X_{N-2\frac{1}{2}}^{n+1} \\ X_{N-1\frac{1}{2}}^{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_{2\frac{1}{2}}^n - X_{1\frac{1}{2}}^{n+1} \alpha_{1\frac{1}{2}}^n \\ X_{3\frac{1}{2}}^n \\ \vdots \\ X_{N-2\frac{1}{2}}^n \\ X_{N-1\frac{1}{2}}^n - X_{N-1\frac{1}{2}}^{n+1} \gamma_{N-1\frac{1}{2}}^n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta t \left[b_{2\frac{1}{2}}^n \left(\frac{\phi_3^n - \phi_2^n}{z_3 - z_2} \right) + c_{2\frac{1}{2}}^n \right] \\ \Delta t \left[b_{3\frac{1}{2}}^n \left(\frac{\phi_4^n - \phi_3^n}{z_4 - z_3} \right) + c_{3\frac{1}{2}}^n \right] \\ \vdots \\ \Delta t \left[b_{N-3\frac{1}{2}}^n \left(\frac{\phi_{N-3}^n - \phi_{N-2}^n}{z_{N-3} - z_{N-2}} \right) + c_{N-3\frac{1}{2}}^n \right] \\ \Delta t \left[b_{N-2\frac{1}{2}}^n \left(\frac{\phi_{N-2}^n - \phi_{N-1}^n}{z_{N-2} - z_{N-1}} \right) + c_{N-2\frac{1}{2}}^n \right] \end{bmatrix}$$

Chamando os termos da segunda matriz do lado direito da equação acima de:

$$\delta_{i+\frac{1}{2}}^n = \Delta t \left[b_{i+\frac{1}{2}}^n \left(\frac{\phi_{i+1}^n - \phi_i^n}{z_{i+1} - z_i} \right) + c_{i+\frac{1}{2}}^n \right]$$

A equação discretizada assume a seguinte forma:

$$X_{i-\frac{1}{2}}^{n+1} \alpha_{i-\frac{1}{2}}^n + X_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} \beta_{i+\frac{1}{2}}^n + X_{i+1\frac{1}{2}}^{n+1} \gamma_{i+1\frac{1}{2}}^n = X_{i+\frac{1}{2}}^n + \delta_{i+\frac{1}{2}}^n$$

para $i = 3 \dots N-3$.

Na fronteira inferior ($i = 2$) tem-se:

$$X_{2\frac{1}{2}}^{n+1} \beta_{2\frac{1}{2}}^n + X_{3\frac{1}{2}}^{n+1} \gamma_{3\frac{1}{2}}^n = X_{2\frac{1}{2}}^n - X_{1\frac{1}{2}}^{n+1} \alpha_{1\frac{1}{2}}^n + \delta_{2\frac{1}{2}}^n$$

Na fronteira superior ($i = N-2$) tem-se:

$$X_{N-2\frac{1}{2}}^{n+1} \alpha_{N-2\frac{1}{2}}^n + X_{N-1\frac{1}{2}}^{n+1} \beta_{N-1\frac{1}{2}}^n = X_{N-1\frac{1}{2}}^n - X_{N-1\frac{1}{2}}^{n+1} \gamma_{N-1\frac{1}{2}}^n + \delta_{N-1\frac{1}{2}}^n$$

Incorporando as condições de fronteira descritas acima a forma matricial da equação discretizada tem-se:

$$\begin{bmatrix} \beta_{2\frac{1}{2}}^n & \gamma_{3\frac{1}{2}}^n & 0 & & & & & & \\ \alpha_{2\frac{1}{2}}^n & \beta_{3\frac{1}{2}}^n & \gamma_{4\frac{1}{2}}^n & & & & & & \\ & & & \ddots & & & & & \\ & & & & \alpha_{N-3\frac{1}{2}}^n & \beta_{N-2\frac{1}{2}}^n & \gamma_{N-1\frac{1}{2}}^n & & \\ & & & & 0 & \alpha_{N-2\frac{1}{2}}^n & \beta_{N-1\frac{1}{2}}^n & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_{2\frac{1}{2}}^{n+1} \\ X_{3\frac{1}{2}}^{n+1} \\ \vdots \\ X_{N-2\frac{1}{2}}^{n+1} \\ X_{N-1\frac{1}{2}}^{n+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_{2\frac{1}{2}}^n - X_{1\frac{1}{2}}^{n+1}\alpha_{1\frac{1}{2}}^n \\ X_{3\frac{1}{2}}^n \\ \vdots \\ X_{N-2\frac{1}{2}}^n \\ X_{N-1\frac{1}{2}}^n - X_{N-1\frac{1}{2}}^{n+1}\gamma_{N-1\frac{1}{2}}^n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \delta_{2\frac{1}{2}}^n \\ \delta_{3\frac{1}{2}}^n \\ \vdots \\ \delta_{N-2\frac{1}{2}}^n \\ \delta_{N-1\frac{1}{2}}^n \end{bmatrix}$$

Este sistema de equações é resolvido neste caso invertendo-se a matriz tridiagonal do lado esquerdo da equação matricial acima através do método proposto por Press *et al.* (1986).

Reescrevendo a equação matricial de acordo com a nomenclatura proposta por Press *et al.* (1986) obtêm-se a seguinte equação matricial:

$$\begin{bmatrix} b_1 & c_1 & 0 & & & & \\ a_2 & b_2 & c_2 & & & & \\ & & & \dots & & & \\ & & & & a_{M-1} & b_{M-1} & c_{M-1} \\ & & & & 0 & a_M & b_M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_{M-1} \\ u_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 \\ r_2 \\ \vdots \\ r_{M-1} \\ r_M \end{bmatrix}$$

onde as matrizes têm dimensões M^2 e M .

Comparando as duas últimas equações matriciais verifica-se a seguinte equivalência:

$$\{a_2, a_3, \dots, a_{M-1}, a_M\} = \{\alpha_{2+\frac{1}{2}}^n, \alpha_{3+\frac{1}{2}}^n, \dots, \alpha_{N-3\frac{1}{2}}^n, \alpha_{N-2\frac{1}{2}}^n\}$$

$$\{b_1, b_2, \dots, b_{M-1}, b_M\} = \{\beta_{2+\frac{1}{2}}^n, \beta_{3+\frac{1}{2}}^n, \dots, \beta_{N-2\frac{1}{2}}^n, \beta_{N-1\frac{1}{2}}^n\}$$

$$\{c_1, c_2, \dots, c_{M-2}, c_{M-1}\} = \{\gamma_{3+\frac{1}{2}}^n, \gamma_{4+\frac{1}{2}}^n, \dots, \gamma_{N-2\frac{1}{2}}^n, \gamma_{N-1\frac{1}{2}}^n\}$$

Logo a matriz a ser invertida tem dimensão $(N-2)^2$ onde N aqui é o número de níveis da grade onde estão discretizadas as variáveis que representam o campo médio (Fig. 3.7).

3.2.3. Condições de contorno

As condições de contorno inferior do modelo de fechamento de segunda ordem são especificadas da seguinte forma:

- $\{X_{1/2}^{n+1}\}$ é estimado em função de $\{u_*, \theta_*, q_*\}$ no tempo $n+1$;
- $\{K_{1/2}^n, \alpha_{1/2}^n\}$ estimado em função $\{X_{1/2}^n\}$;
- ϕ_1^{n+1} é calculado em função do balanço de energia na superfície para temperatura potencial e para a umidade específica.

As relações utilizadas para estimar os momentos estatísticos de segunda ordem no tempo $n+1$ são obtidas análise do comportamento das equações completas do modelo no limite quando z tende para zero. De acordo como Mellor e Yamada (1982) a condição de contorno inferior mais adequada para os modelos de fechamento de segunda ordem são descritas pelo modelo de fechamento de segunda ordem de nível 2. Neste nível do modelo existe um equilíbrio local determinado pelo balanço entre os termos de produção mecânica, produção ou destruição térmica, dissipação molecular e tendência à isotropia. No modelo de nível 2 os termos associados ao transporte turbulento são nulos.

Na tabela 3.12 são apresentados todos os momentos estatísticos de segunda ordem obtidos através do modelo de fechamento de segunda ordem nível 2. Deve ser ressaltado que estas expressões foram obtidas considerando o modelo proposto por Nakanishi (2001), que leva em conta que no limite, quando $z \rightarrow 0$, tem-se que $\ell \rightarrow \kappa z$, $\zeta \rightarrow 0$ e $\phi_M \rightarrow 1$ (Tab. 3.13). A variação dos momentos estatísticos de segunda ordem em função da direção do vento horizontal não foi incluída no modelo proposto por Nakanishi (2001). Nas expressões adotadas no modelo usado em Iperó este efeito foi determinado em termos das projeções das componentes do vetor vento horizontal médio usando a convenção trigonométrica (Fig. 3.8). No sistema trigonométrico o vetor vento horizontal forma uma ângulo α com o eixo x (direção leste-oeste), relacionado com as suas componentes através da seguinte relação:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\bar{v}}{\bar{u}}\right)$$

Segundo a convenção meteorológica, o vetor velocidade do vento horizontal, \vec{V} , proveniente de uma determinada direção Θ , tem componente $\bar{u} = -|\vec{V}|\sin\Theta$ e $\bar{v} = -|\vec{V}|\cos\Theta$.

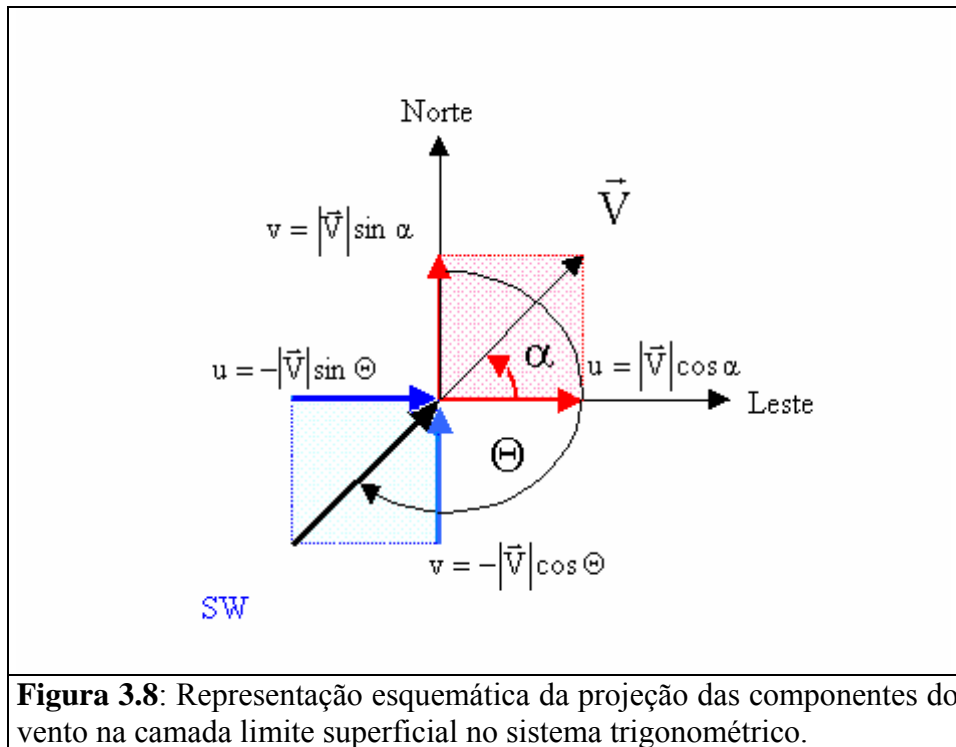


Figura 3.8: Representação esquemática da projeção das componentes do vento na camada limite superficial no sistema trigonométrico.

As condições de contorno superior são especificadas da seguinte forma:

- $\{ X_{N-1/2}^{n+1}, K_{N-1/2}^n, \gamma_{N-1/2}^n \}$ é assumido igual a zero pois o último nível do modelo (3500 m) está localizado sempre acima do topo da CLP;
- ϕ_N^{n+1} é estimado através das equações do balanço de momento, energia e umidade específica na ausência de turbulência.

3.2.4. Características da grade

A grade do modelo de fechamento de segunda ordem foi escolhida de forma que as simulações fossem feitas com o máximo possível de resolução próximo a superfície. Para tanto foi escolhida uma grade log-linear com as seguintes características:

$$z^* = c_1^* z + c_2^* \ln \left(\frac{c_3^*}{z + c_3^*} \right)$$

onde c_1^* , c_2^* , c_3^* são constantes que definem a resolução vertical da grade. Os valores adotados nas simulações são apresentados na tabela 3.15.

A grade foi montada calculando-se valor do espaçamento da grade no espaço transformado em função da relação:

$$\Delta z^* = \frac{z^*(z_N)}{N-1}$$

onde $z_N = 3500\text{m}$ é a extensão vertical do domínio do modelo e $N = 81$ é o número total de pontos na grade. Neste caso o espaçamento da grade transformada vale 28,5. Levando-se em conta que o primeiro nível das variáveis médias, e portanto do modelo, é sempre alocado em $d + z_0$, topo do dossel da vegetação, então os demais níveis das variáveis médias e turbulentas são alocados de acordo com a tabela 3.14 e a figura 3.9.

3.2.5. Condição inicial

A condição inicial foi determinada a partir das características conhecidas da atmosfera da região de Iperó que melhor representassem as condições de inverno e de verão no instante inicial da simulação. Para minimizar possíveis erros na definição das condições iniciais todas as simulações foram iniciadas às 18:00 HL. Este horário corresponde a uma condição atmosférica típica de final do período diurno onde a maior parte da estrutura vertical da CLP é representada por uma camada de mistura bem definida onde as propriedades médias apresentam gradientes verticais próximos de zero.

As simulações descritas aqui estão baseadas nas condições atmosféricas observadas às 18:00 em Iperó durante o período de inverno, no dia 211 do ano de 1992, e durante o período de verão, no dia 69 do ano de 1993 (Tab. 3.15). Para caracterizar estas condições a atmosfera representada pelo domínio do modelo foi dividida em três camadas com três gradientes verticais de temperatura potencial e umidade específica. Os perfis de velocidade do vento na CLP foram construídos usando-se a lei do perfil logarítmico para condições neutras utilizando u_* , z_0 e d dados na tabela 3.15. Na camada de transição e na atmosfera livre o vento foi assumido igual ao vento geostrófico (Figs. 3.10c, d, i, j).

Tabela 3.12: Expressões empregadas para estimar as condições de contorno inferior do modelo de fechamento de segunda ordem.

Item	Modelo Fechamento Segunda Ordem Nível 2	Expressão Usada
01		$\overline{[u'w']}_{1/2} = -u_*^2 \cos \alpha$
02		$\overline{[v'w']}_{1/2} = -u_*^2 \sin \alpha$
03		$\overline{[\theta'w']}_{1/2} = -\theta_* u_*$
04		$\overline{[q'w']}_{1/2} = -q_* u_*$
05	$\overline{\left[\frac{u'u'}{u_*^2} \right]_{1/2}} = \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\left(\frac{2A_1}{B_1^{1/3}} \right) \left(\frac{3\phi_M \cos^2 \alpha - c_2 \zeta}{(\phi_M - \zeta)^{1/3}} \right) + \gamma_1 B_1^{2/3} (\phi_M - \zeta)^{2/3} \right]$	$\overline{\left[\frac{u'u'}{u_*^2} \right]_{1/2}} = [\gamma_1 + (1 - 3\gamma_1) \cos^2 \alpha] B_1^{2/3}$
06	$\overline{\left[\frac{v'v'}{u_*^2} \right]_{1/2}} = \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\left(\frac{2A_1}{B_1^{1/3}} \right) \left(\frac{3\phi_M \sin^2 \alpha - c_2 \zeta}{(\phi_M - \zeta)^{1/3}} \right) + \gamma_1 B_1^{2/3} (\phi_M - \zeta)^{2/3} \right]$	$\overline{\left[\frac{v'v'}{u_*^2} \right]_{1/2}} = [\gamma_1 + (1 - 3\gamma_1) \sin^2 \alpha] B_1^{2/3}$
07	$\overline{\left[\frac{w'w'}{u_*^2} \right]_{1/2}} = \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\left(\frac{2A_1}{B_1^{1/3}} \right) \left(\frac{-3 + 2c_2 \zeta}{(\phi_M - \zeta)^{1/3}} + \gamma_1 B_1^{2/3} (\phi_M - \zeta)^{2/3} \right) \right]$	$\overline{\left[\frac{w'w'}{u_*^2} \right]_{1/2}} = \gamma_1 B_1^{2/3}$
08	$\overline{\left[\frac{\theta'u'}{u_* \theta_*} \right]_{1/2}} = \left(\frac{3A_2}{B_1^{1/3}} \right) \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\frac{(1 - c_s) \phi_M + \phi_H}{(\phi_M - \zeta)^{1/3}} \right] \cos \alpha$	$\overline{\left[\frac{\theta'u'}{u_* \theta_*} \right]_{1/2}} = \left(\frac{3A_2}{B_1^{1/3}} \right) [(1 - c_s) + Pr] \cos \alpha$
09	$\overline{\left[\frac{\theta'v'}{u_* \theta_*} \right]_{1/2}} = \left(\frac{3A_2}{B_1^{1/3}} \right) \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\frac{(1 - c_s) \phi_M + \phi_H}{(\phi_M - \zeta)^{1/3}} \right] \sin \alpha$	$\overline{\left[\frac{\theta'v'}{u_* \theta_*} \right]_{1/2}} = \left(\frac{3A_2}{B_1^{1/3}} \right) [(1 - c_s) + Pr] \sin \alpha$

Tabela 3.12: Expressões empregadas para estimar as condições de contorno inferior do modelo de fechamento de segunda ordem (continuação).

Item	Modelo Fechamento Segunda Ordem Nível 2	Expressão Usada
10	$\frac{(\theta'_{\theta'})_{1/2}}{\theta_*^2} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\frac{\phi_H}{(\phi_M - \zeta)^{1/2}} \right]$	$\frac{(\theta'_{\theta'})_{1/2}}{\theta_*^2} = \frac{B_2}{B_1} \text{Pr}$
11	$\frac{(q'u')_{1/2}}{u_* q_*} = \left(\frac{3A_2}{B_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\frac{(1 - c_s)\phi_M + \phi_E}{(\phi_M - \zeta)^{1/2}} \right] \cos \alpha$	$\frac{(q'u')_{1/2}}{u_* q_*} = \left(\frac{3A_2}{B_1} \right)^{1/2} [(1 - c_s) + \text{Pr}] \cos \alpha$
12	$\frac{(q'v')_{1/2}}{u_* q_*} = \left(\frac{3A_2}{B_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\frac{(1 - c_s)\phi_M + \phi_E}{(\phi_M - \zeta)^{1/2}} \right] \sin \alpha$	$\frac{(q'v')_{1/2}}{u_* q_*} = \left(\frac{3A_2}{B_1} \right)^{1/2} [(1 - c_s) + \text{Pr}] \sin \alpha$
13	$\frac{(q'q')_{1/2}}{q_*^2} = \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\frac{\phi_E}{(\phi_M - \zeta)^{1/2}} \right]$	$\frac{(q'q')_{1/2}}{q_*^2} = \frac{B_2}{B_1} \text{Pr}$
14	$\frac{(q'\theta')_{1/2}}{q_* \theta_*} = \left(\frac{B_2}{2B_1} \right)^{1/2} \left(\frac{\ell}{\kappa z} \right)^{2/3} \left[\frac{\phi_H + \phi_E}{(\phi_M - \zeta)^{1/2}} \right]$	$\frac{(q'\theta')_{1/2}}{q_* \theta_*} = \frac{B_2}{B_1} \text{Pr}$

Tabela 3.13: Expressões usadas como condição de contorno inferior no modelo de fechamento de segunda ordem.

Item.	Parâmetro	Nakanishi 2001	MY 1982
1	$\gamma_1 = \frac{1}{3} - 2 \frac{A_1}{B_1}$	0,235	0,222
2	$\frac{(\overline{u'u'})_{1/2}}{u^2}$	$1,96 + 2,45 \cos^2 \alpha$	$1,45 + 2,17 \cos^2 \alpha$
3	$\frac{(\overline{v'v'})_{1/2}}{u^2}$	$1,96 + 2,45 \sin^2 \alpha$	$1,45 + 2,17 \sin^2 \alpha$
4	$\frac{(\overline{w'w'})_{1/2}}{u^2}$	1,96	1,45
5	$\frac{(\overline{\theta'u'})_{1/2}}{u \cdot \theta}, \frac{(\overline{q'u'})_{1/2}}{u \cdot q}$	$1,07 \cos \alpha$	$1,51 \cos \alpha$
6	$\frac{(\overline{\theta'v'})_{1/2}}{u \cdot \theta}, \frac{(\overline{q'v'})_{1/2}}{u \cdot q}$	$1,07 \sin \alpha$	$1,51 \sin \alpha$
7	$\frac{(\overline{\theta'\theta'})_{1/2}}{\theta^2}, \frac{(\overline{q'q'})_{1/2}}{q^2}, \frac{(\overline{q'\theta'})_{1/2}}{q \cdot \theta}$	3,85	2,93

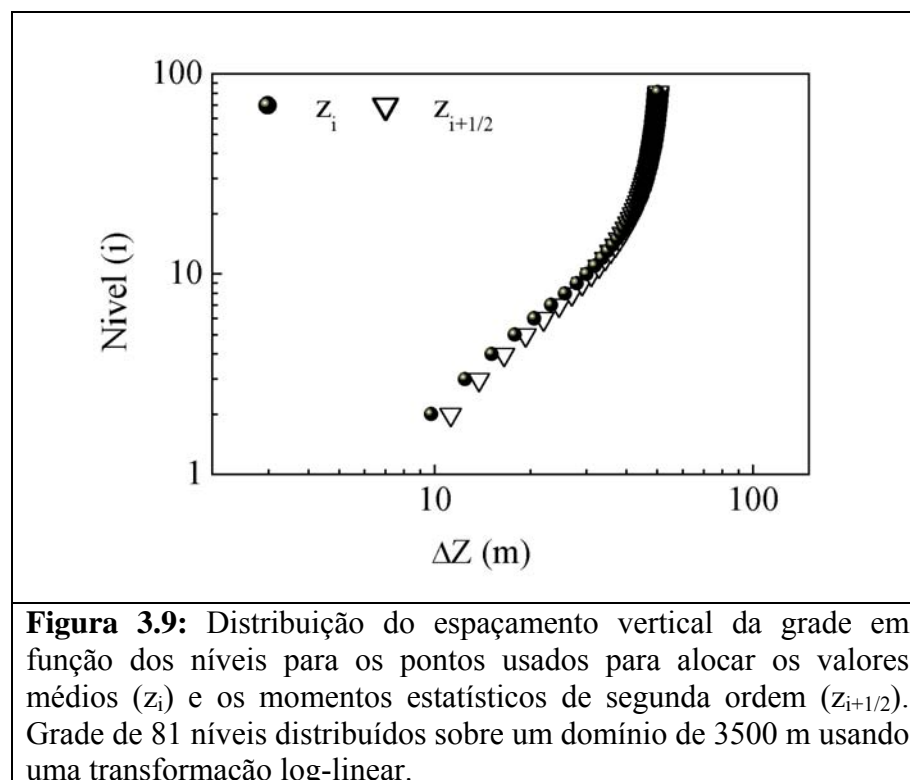


Tabela 3.14: Distribuição das coordenadas dos pontos de grades no modelo FSO considerando uma grade log-linear. Os valores correspondem a uma grade com 81 pontos de grade distribuídos sobre um domínio de 3500 m.

Índice	z_i	Valor (m)	$z_{i+1/2}$	Valor (m)
1	z_1	$d + z_0$		
$1\frac{1}{2}$			$z_{1\frac{1}{2}}$	4,7
2	z_2	10,0		
$2\frac{1}{2}$			$z_{2\frac{1}{2}}$	15,9
3	z_3	22,5		
$3\frac{1}{2}$			$z_{3\frac{1}{2}}$	29,7
4	z_4	37,6		
$4\frac{1}{2}$			$z_{4\frac{1}{2}}$	46,2
⋮	⋮		⋮	
$N - 2\frac{1}{2}$			$z_{N-2\frac{1}{2}}$	3324,6
$N - 2$	z_{N-2}	3399,2		
$N - 1\frac{1}{2}$			$z_{N-1\frac{1}{2}}$	3388,5
$N - 1$	z_{N-1}	3449,6		
$N - \frac{1}{2}$			$z_{N-\frac{1}{2}}$	3474,8
N	z_N	3500,0		

Os parâmetros de superfície descritos na tabela 3.15 foram utilizados para obter os parâmetros de superfície usados como condição inicial através da aplicação do modelo ISBA (interação solo-biosfera-atmosfera, seção 3.3 deste capítulo) até obter equilíbrio nas componentes do balanço de energia na superfície. Durante a aplicação do modelo ISBA, os parâmetros no nível de referência (T_A, q_A, Vel_A), obtidos a partir dos perfis verticais de temperatura, umidade e velocidade são mantidos constantes.

Os momentos estatísticos de segunda ordem são assumidos como decrescendo linearmente com a altura ao longo da extensão vertical da CLP, tornando-se constante e igual a zero acima do topo da CLP.

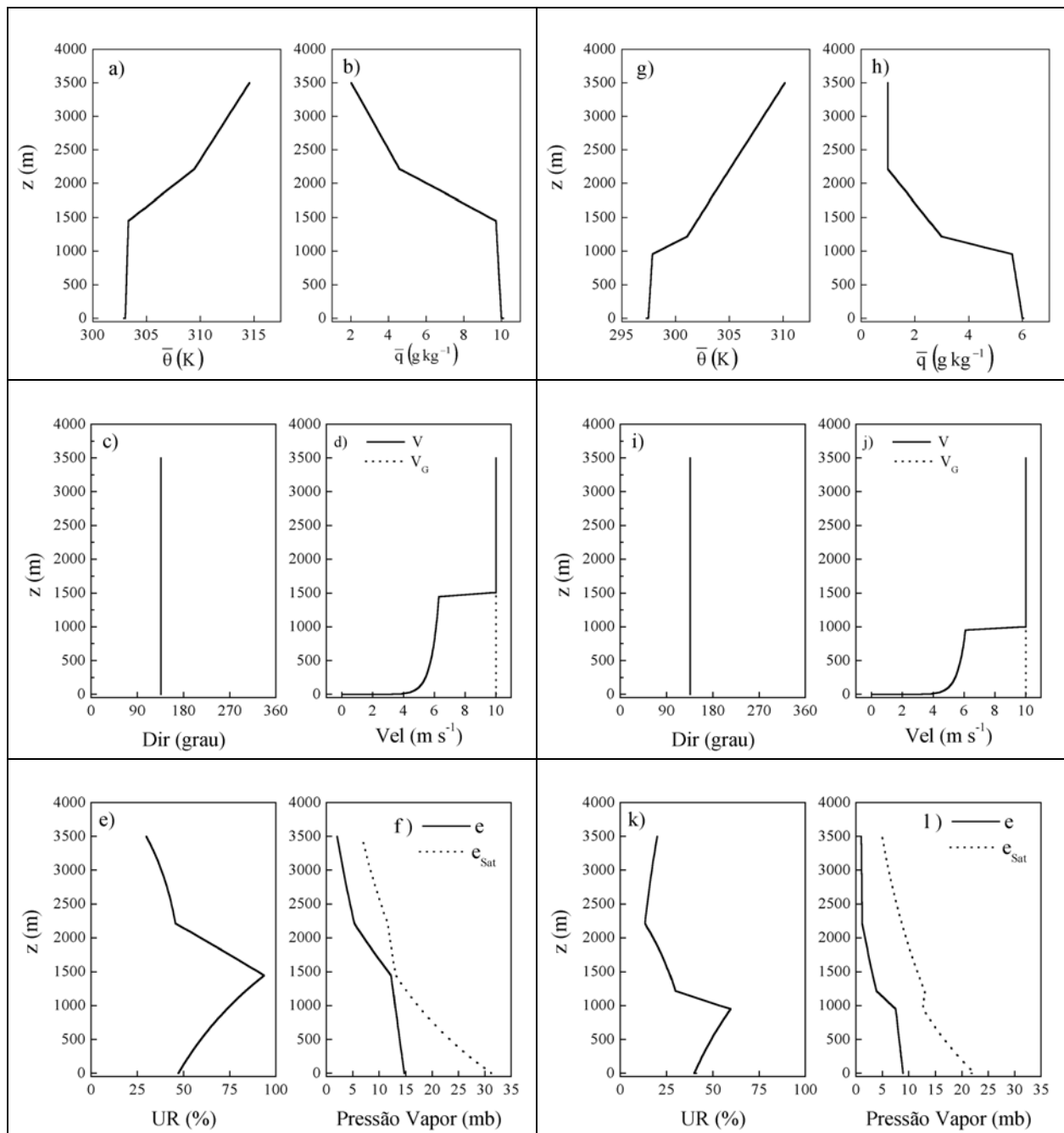


Figura 3.10: Perfis verticais de temperatura potencial, umidade específica, velocidade e direção do vento, umidade relativa do ar, pressão de vapor do ar, pressão de vapor de saturação do ar utilizados como condição inicial nas simulações representativas do período de verão (a)-(f) e de inverno (g)-(l) em Iperó.

Tabela 3.15: Parâmetros utilizados para determinar a estrutura vertical da CLP usada como condição inicial nas simulações da CLP em Iperó durante o inverno e verão.

Item	Parâmetro	Descrição	Inverno	Verão
1	DJ	Dia Inicial	211,75	69,75
2	N	Número de níveis	81	81
3	Z_N (m)	Domínio do modelo	3500	3500
4	c_1^*	Parâmetro da grade log-linear.	0,542	0,542
5	c_2^* (m)	Parâmetro da grade log-linear	8,02	8,02
6	c_3^* (m)	Parâmetro da grade log-linear	30,0	30,0
7	Δt (s)	Passo de tempo	2	2
8	$\bar{\theta}_0$ (K)	Temperatura potencial do ar na superfície.	297,0	303,0
9	\bar{q}_0 ($g\ kg^{-1}$)	Umidade específica do ar na superfície.	6,0	10,0
10	p_0 (mb)	Pressão atmosférica no nível da superfície.	945	945
11	\bar{T}_G (K)	Temperatura da primeira camada do solo.	297,0	303,0
12	\bar{T}_2 (K)	Temperatura da segunda camada do solo.	297,0	303,0
13	\bar{w}_G (m)	Conteúdo de umidade da primeira camada do solo.	0,05	0,10
14	\bar{w}_2 (m)	Conteúdo de umidade da segunda camada do solo.	0,10	0,30
15	z_i (m)	Altura da CLP.	1000	1500
16	ε (m)	Espessura da camada de transição.	250	750
17	$\gamma_{\theta 1}$ ($K\ m^{-1}$)	Gradiente vertical de temperatura potencial da 1ª camada da atmosfera ($0 < z < z_i - \varepsilon$).	0,0040	0,0002
18	$\gamma_{\theta 2}$ ($K\ m^{-1}$)	Gradiente vertical de temperatura potencial da 2ª camada da atmosfera ($z_i - \varepsilon < z < z_i + \varepsilon$).	0,0120	0,0080
19	$\gamma_{\theta 3}$ ($K\ m^{-1}$)	Gradiente vertical de temperatura potencial da 3ª camada da atmosfera ($z_i + \varepsilon < z < Z_N$).	0,0040	0,0040
20	$\gamma_{q 1}$ ($g\ kg^{-1}\ m^{-1}$)	Gradiente vertical de umidade específica da 1ª camada da atmosfera ($0 < z < z_i - \varepsilon$).	-0,0004	-0,0002
21	$\gamma_{q 2}$ ($g\ kg^{-1}\ m^{-1}$)	Gradiente vertical de umidade específica da 2ª camada da atmosfera ($z_i - \varepsilon < z < z_i + \varepsilon$).	-0,0099	-0,0067
22	$\gamma_{q 3}$ ($g\ kg^{-1}\ m^{-1}$)	Gradiente vertical de umidade específica da 3ª camada da atmosfera ($z_i + \varepsilon < z < Z_N$).	-0,0020	-0,0020
23	u_* ($m\ s^{-1}$)	Velocidade de atrito.	0,20	0,20
24	z_{0V} (m)	Comprimento de rugosidade da superfície.	0,06	0,10
25	d_{0V} (m)	Deslocamento do plano zero.	0,20	0,34
26	Vel_G ($m\ s^{-1}$)	Velocidade do vento geostrófico.	10	10
27	Dir_G (grau)	Direção do vento geostrófico.	135	135

3.2.6. Controle da saturação do ar

O perfil vertical da umidade específica de saturação é calculado a cada passo de tempo para verificar se a umidade específica simulada pelo modelo permanece abaixo ou, no máximo, igual ao valor de saturação. Para tanto a pressão do ar é calculada em cada nível do modelo a partir do valor da pressão na superfície (Tab. 3.15) e dos valores de temperatura potencial de acordo com a seguinte expressão:

$$p_{i+1} = \left[p_i^{R_D/c_p} + \left(-\frac{g p_{00}^{R_D/c_p}}{R_D} \right) \left(2 \frac{z_{i+1} - z_i}{\bar{\theta}_{i+1} + \bar{\theta}_i} \right) \right]^{c_p/R_D}$$

onde p_i , $\bar{\theta}_i$, p_{i+1} e $\bar{\theta}_{i+1}$ são a pressão atmosférica e a temperatura potencial em z_i e z_{i+1} respectivamente, R_D é a constante de ar seco, c_p é calor específico do ar a pressão constante, g é a aceleração da gravidade e $p_{00} = 1000$ mb.

Os valores de pressão em cada nível do modelo são utilizados para calcular a temperatura do ar e a umidade específica de saturação do ar através da expressão:

$$q_{Si} = q_{S0i} \exp\left[-(\varepsilon L_V/R_d)(T_i^{-1} - T_{00}^{-1})\right]$$

onde q_{S0i} é a umidade específica de saturação a 0°C no nível de pressão p_i , ε é a razão entre R_D e R_V (constante do vapor de água), L_V é o calor latente de evaporação da água e T_{00} é igual a 273 K.

Durante a simulação a umidade específica do ar é mantida abaixo do valor de saturação removendo-se a cada passo no tempo a diferença entre a umidade específica simulada e a de saturação.

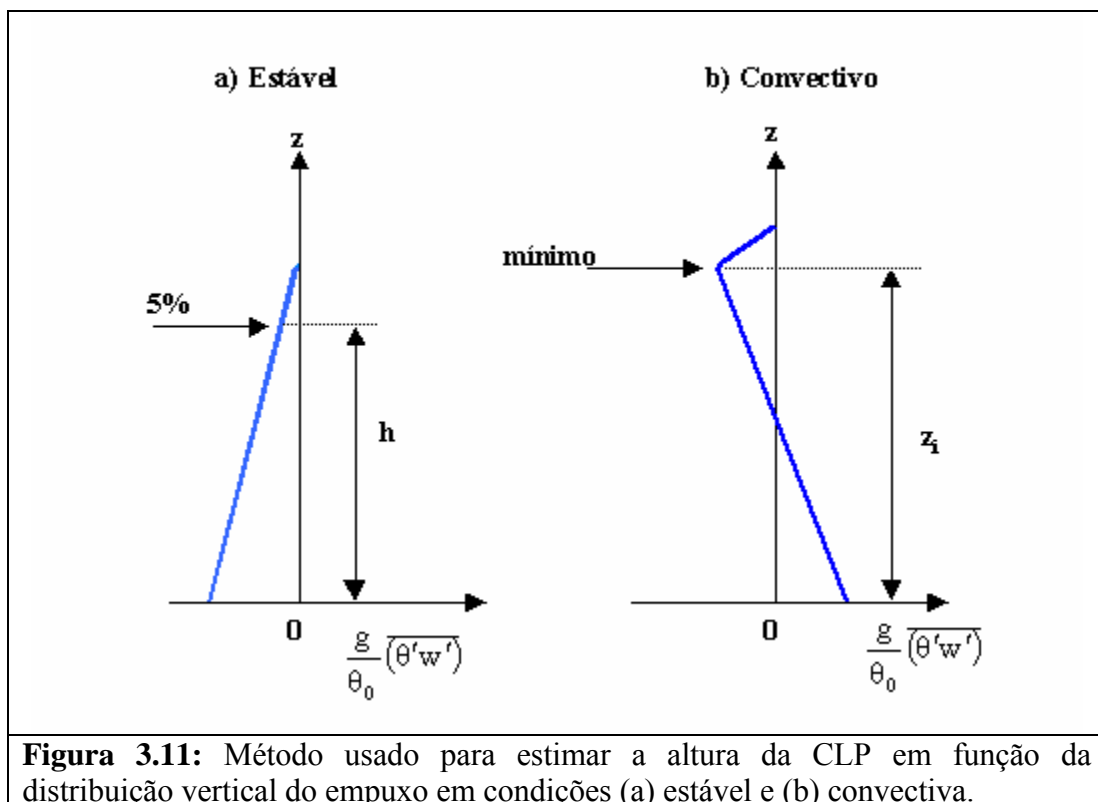
3.2.7. Estimativa da altura da camada limite planetária

Por definição a altura da CLP corresponde a região da atmosfera, adjacente a superfície, onde existe turbulência. Esta definição não é fácil de ser implementada numericamente, pois muitas vezes, a distribuição vertical de turbulência não ocorre de forma contínua.

Assim, utilizou-se neste trabalho a distribuição vertical do empuxo de duas maneiras distintas para estimar a altura da CLP em condições estável e convectiva. Este método foi proposto por Nakanishi (2001) e consiste em considerar a altura da CLP o nível onde o empuxo torna-se 5 % do valor da

superfície em condições estáveis (Fig. 3.11a). Em condições convectivas a altura da CLP corresponde ao nível do mínimo na distribuição vertical do empuxo (Fig. 3.11b). Tendo em vista que durante o período de transição entre a noite e o dia, e vice-versa, a distribuição vertical do empuxo apresenta variações verticais que dificultam a estimativa de h e z_i de forma inequívoca considerou-se nestes períodos os valores de h e z_i determinados no início da transição.

A determinação dos períodos de transição é feita comparando-se a altura da CLP e o comprimento de Obukhov (L). Quando $|L| > h$ temos transição da noite para o dia (Fig. 3.12). Quando $|L| > z_i$ ocorre a transição do dia para a noite (Fig.3.12). Nestes dois períodos a altura da CLP é mantida constante e igual aos respectivos valores de h e z_i do início da transição.



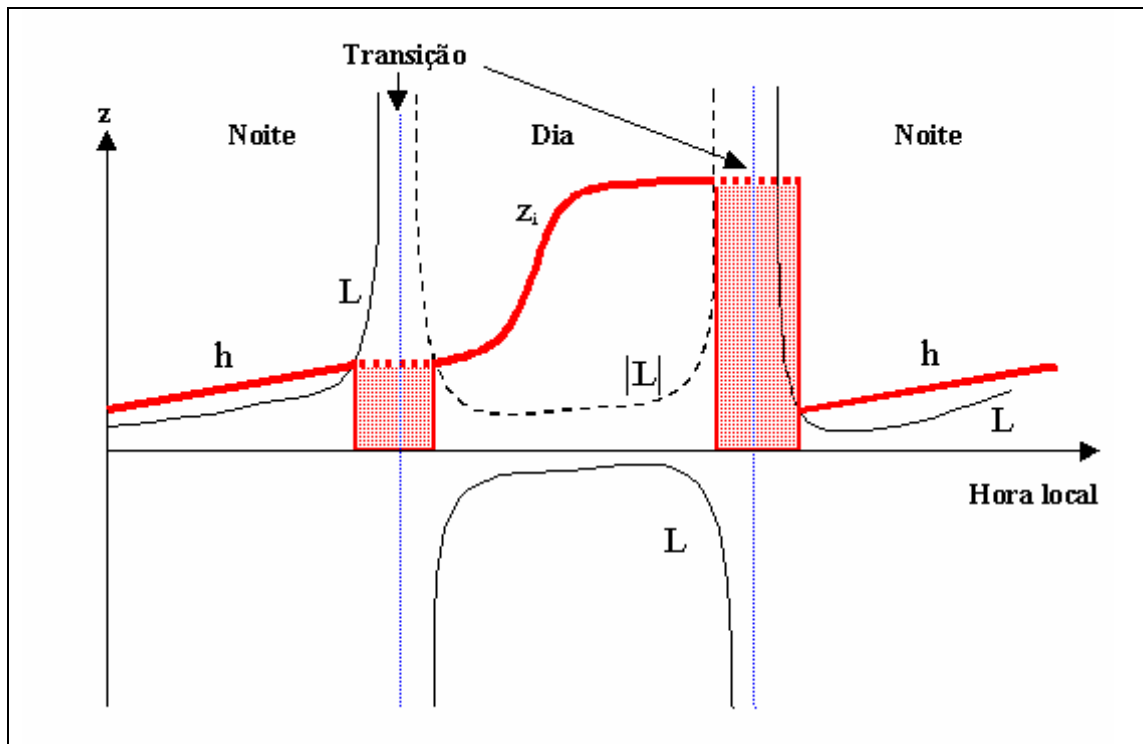


Figura 3.12: Evolução temporal da altura da CLP (h e z_i) e do comprimento de Obukhov (L) durante o período de um dia. No período de transição entre noite e dia e vice versa a altura da CLP é assumida igual ao valor do início da transição.

3.3. Descrição do acoplamento com a superfície

Do ponto de vista físico o acoplamento entre a CLP atmosférica e a superfície ocorre através das trocas de momento, energia e massa. As superfícies naturais removem momento e transferem calor e vapor de água para a atmosfera. As trocas de calor são determinadas pelo aquecimento solar diurno e pela evaporação da água presente no solo.

Nas superfícies naturais o processo de remoção de momento é intensificado com o aumento da rugosidade causado pela presença da vegetação. A vegetação também contribui para aumentar o fluxo de vapor de água para atmosfera reduzindo em função disso a transferência de calor sensível para a atmosfera.

Do ponto de vista matemático a superfície é representada através das condições de contorno inferior das equações diferenciais utilizadas no modelo de fechamento de segunda ordem. Estas condições de contorno são obtidas através da especificação dos valores representativos da superfície para a:

- *Temperatura potencial do ar* ($\bar{\theta}_1$);
- *Velocidade horizontal* (\bar{u}_1, \bar{v}_1);
- *Umidade específica do ar* (\bar{q}_1).

Além disso, é necessário também especificar as escalas características de temperatura, umidade e velocidade do ar, representativas da camada limite superficial:

- Escala característica de velocidade (u_*);
- Escala característica de temperatura (θ_*);
- Escala característica de umidade específica (q_*).

Através dessas escalas características pode-se calcular as variâncias e co-variâncias de temperatura, velocidade e umidade específica necessárias para estimar as condições de contorno do modelo de fechamento de segunda ordem (seção 3.2.3). Existe uma quantidade muito grande de métodos de estimativa dos parâmetros de superfície para modelos de CLP sobre superfícies naturais (Mihailovic e Kallos, 1997). Na essência estes métodos representam os processo de interação solo-biosfera-atmosfera de forma similar tal que, na maior parte das vezes, o seu desempenho depende da qualidade dos parâmetros utilizados para validá-los (Mihailovic et al.,

2000). Os algoritmos que descrevem os processos de interação solo-biosfera-atmosfera são denominados de esquema ISBA.

O esquema ISBA utilizado em Iperó está baseado no método proposto por Deardorff (1978) e que é empregado em um número bastante grande de modelos de mesoescala e de CLP (Mihailovic et al., 2000). Este método consiste em resolver a equação do balanço de energia na interface solo-biosfera-atmosfera, onde a biosfera participa através de uma camada de vegetação com capacidade térmica nula. Neste método o solo é dividido em duas camadas homogêneas onde a temperatura e a umidade são obtidas através da solução numérica da versão simplificada das equações de difusão de calor e de umidade no solo. A variabilidade temporal das propriedades do solo e a influência da cobertura de vegetação nas trocas entre o solo e a atmosfera são levadas em conta calculando a contribuição média de uma superfície sem vegetação e de uma superfície com vegetação ponderada pelo índice de cobertura de vegetação.

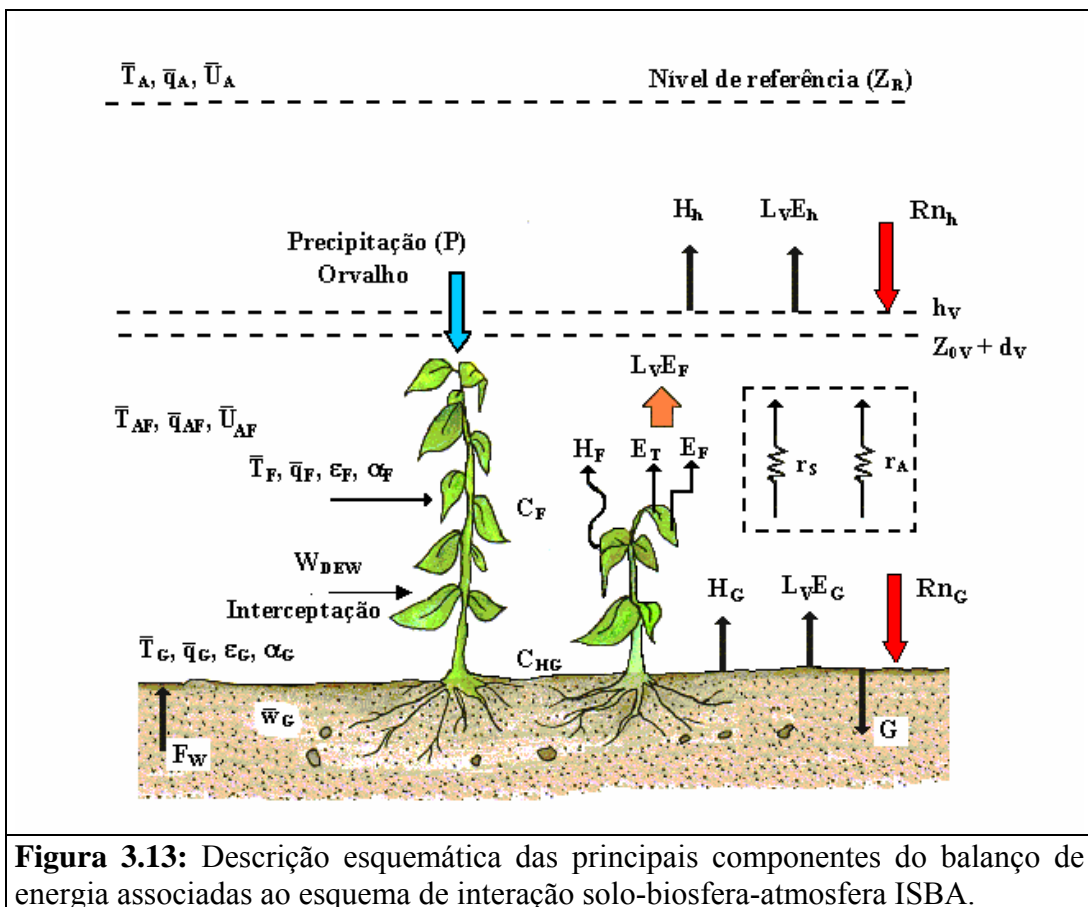


Figura 3.13: Descrição esquemática das principais componentes do balanço de energia associadas ao esquema de interação solo-biosfera-atmosfera ISBA.

O sistema solo-vegetação-atmosfera foi definido como um volume que se estende do topo da vegetação a uma profundidade no solo na qual não há fluxos verticais significativos. Esta simplificação é adequada para dar uma visão geral do problema, mas quando necessário serão incluídas as trocas no interior deste volume (Fig. 3.13).

Na convenção de sinais adotado neste trabalho as componentes do balanço de energia na superfície os fluxos verticais de energia são positivos quando orientados no sentido positivo da coordenada vertical z tanto na atmosfera quanto no solo (Stull, 1988).

Este esquema ISBA foi implementado por Vasconcelos (1995) como condição de acoplamento com a CLP no modelo de fechamento de segunda ordem produzindo resultados consistentes com as observações realizadas em Iperó. As discrepâncias encontradas por Vasconcelos estavam associadas às dificuldades em definir os parâmetros usados no método e que não estavam disponíveis para Iperó, principalmente os parâmetros relacionados às propriedades hidráulicas do solo e às características da vegetação.

Targino e Soares (2002) utilizaram um método de inversão para identificar a importância relativa dos parâmetros deste modelo e determinaram um conjunto mínimo de parâmetros que combinados reproduziram a evolução temporal das componentes do balanço de energia em Iperó durante o inverno e o verão.

Este trabalho foi de fundamental importância para a aplicação adequada do esquema ISBA ao MFSO, pois como será mostrado nesta seção apesar do número muito grande de constantes (77), sendo a maioria utilizada para representar o tipo de vegetação e de solo, a utilização dos parâmetros definidos por Targino e Soares (2002) permitiram a aplicação do esquema ISBA sem muitas alterações na proposta original de Deardorff reproduzem o comportamento observado.

Para que a importância deste trabalho seja apreciada o esquema ISBA será apresentado em detalhes nesta seção com realce nas modificações introduzidas em relação ao proposto por Deardord (1978).

3.3.1 Representação da vegetação

A vegetação é representada através de uma camada de espessura h_v determinada pela altura do topo da folhagem (Fig. 3.14). Esta camada é definida como o dossel da vegetação. Do ponto de vista aerodinâmico o dossel da vegetação é considerado como uma superfície rígida, permitindo estimar os fluxos turbulentos em termos da teoria de similaridade. Assim, o dossel é caracterizado

através de uma altura de deslocamento do plano zero (d_{0V}) e por um comprimento de rugosidade (z_{0V}) e a distribuição horizontal da vegetação é caracterizada por um fator associado ao grau com que a folhagem bloqueia a radiação solar global que atinge a superfície. Este parâmetro (σ_F) varia de 0 (sem vegetação) a 1 (totalmente coberto por vegetação) e pode ser determinado visualmente nos experimentos de campo. Sob a vegetação, a superfície do solo é representada através de uma altura de deslocamento de deslocamento do plano zero (d_{0G}) e do comprimento de rugosidade (z_{0G}).

3.3.2 Balanço de radiação na superfície da vegetação

A radiação líquida no topo do dossel é determinada através da seguinte relação:

$$Rn_h = OC \downarrow_h + OC \uparrow_h + OL \downarrow_h + OL \uparrow_h$$

onde $OC \downarrow_h$ e $OC \uparrow_h$ são as radiações solares incidente e emergente no nível do topo da vegetação (Fig. 3.15), $OL \downarrow_h$ e $OL \uparrow_h$ são as emissões de onda longa da atmosfera e da superfície no nível do topo da vegetação (Fig. 3.16).

No topo da camada de vegetação, a radiação solar incidente depende somente de fatores astronômicos e das características da atmosfera, e é estimada através da seguinte relação:

$$OC \downarrow_h = -I_0 \cos Z \Gamma$$

onde I_0 é a constante solar corrigida para o efeito da variação da distância Terra-Sol em função da época do ano, Z é o ângulo zenital do sol, Γ é a “transmissividade” da atmosfera local.

A constante solar corrigida é calculada através da seguinte expressão $I_0 = (\bar{D}/D)^2 I_0(\bar{D})$, onde D é a distância entre a Terra e o Sol, \bar{D} é a distância média entre a Terra e o Sol, $I_0(\bar{D})$ é o valor da constante solar observado quando a distância média entre a Terra e o Sol é igual ao valor médio, assumido igual a 1366 W m^{-2} (Frölich e Lean, 1998). O ângulo zenital do sol é calculado em função da latitude local (ϕ), do ângulo de declinação do sol (δ) e o ângulo horário do sol (h) através da relação $\cos Z = \sin \phi \cdot \sin \delta + \cos \phi \cdot \cos \delta \cos h$.

A declinação solar, a distância Sol-Terra e a equação do tempo são determinadas através de polinômios do tipo $F(\eta) = a_0 + a_1 \cos \eta + a_2 \sin \eta + a_3 \cos 2\eta + a_4 \sin 2\eta$, onde $\eta = 2\pi d^*/365$, e

$d^* = 0$ para o dia do ano igual a 1 e $d^* = 364$ para o dia Juliano igual a 365 (Iqbal, 1983). Os coeficientes dos polinômios são apresentados na tabela 3.16. Neste trabalho a equação do tempo é utilizada para converter a evolução horária da radiação no topo calculada em termos da hora local aparente em hora local padrão, tendo em vista que todos os dados observados estão registrados em hora local padrão. Assim o resultado das simulações numéricas é descrito em termos da hora local padrão, que por sua vez está relacionada com a hora local aparente através da seguinte expressão:

$$t_A = t_p + C_\lambda / 60 + (12 E_T) / \pi$$

onde t_A é a hora local aparente, t_p é a hora local padrão, C_λ é a correção da longitude e E_T é a equação do tempo. A correção da longitude é determinada através da seguinte expressão: $C_\lambda = 4(\lambda - \lambda_p)$, onde λ_p é a longitude padrão. No caso de Iperó $\lambda_p = 45^\circ$. Esta expressão corresponde a uma correção de 4 minutos para cada grau de desvio da longitude local da longitude padrão, sendo positiva a oeste da longitude padrão e negativa a leste.

O ângulo horário do Sol (em graus) é calculado como:

$$h = 15 (t_A - 12)$$

A transmissividade da atmosfera é determinada através da expressão empírica:

$$\Gamma = (\Gamma_1 + \Gamma_2 \cos Z)(1 - a_{NA} \sigma_{NA})(1 - a_{NM} \sigma_{NM})(1 - a_{NB} \sigma_{NB})$$

onde Γ_1 , Γ_2 , a_{NA} , a_{NM} , a_{NB} são constantes determinadas empiricamente, e σ_{NA} , σ_{NM} , σ_{NB} são as frações de céu coberto por nuvens altas, médias e baixas respectivamente. Na tabela 3.17 são apresentados alguns valores para as constantes usadas no cálculo da transmitância para Iperó e disponível na literatura. Nas figuras 3.20 e 3.21 são apresentadas as evoluções diurnas do transmissividade da atmosfera em Iperó estimada a partir da expressão acima apresentada e usando os valores das constantes da tabela 3.17 para inverno e verão. Verifica-se que os valores observados são muito próximos ao proposto na literatura.

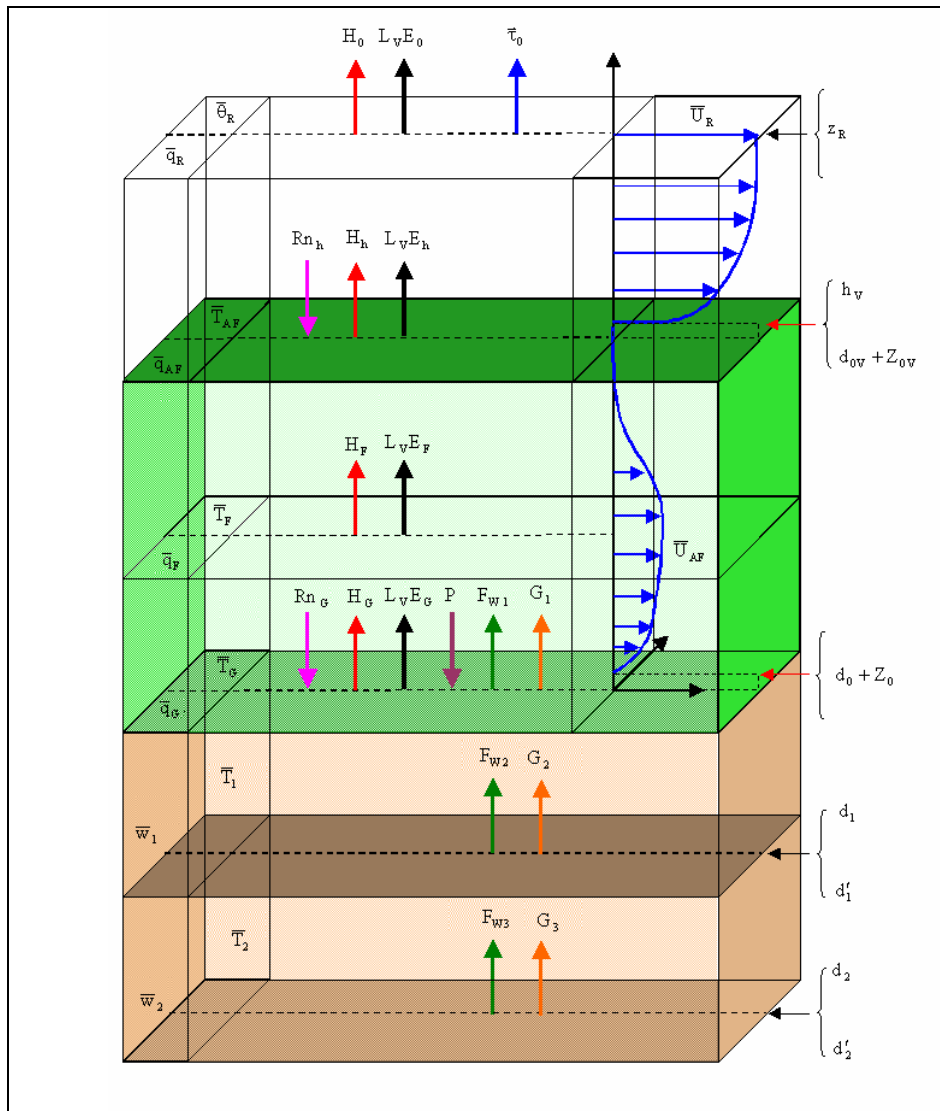
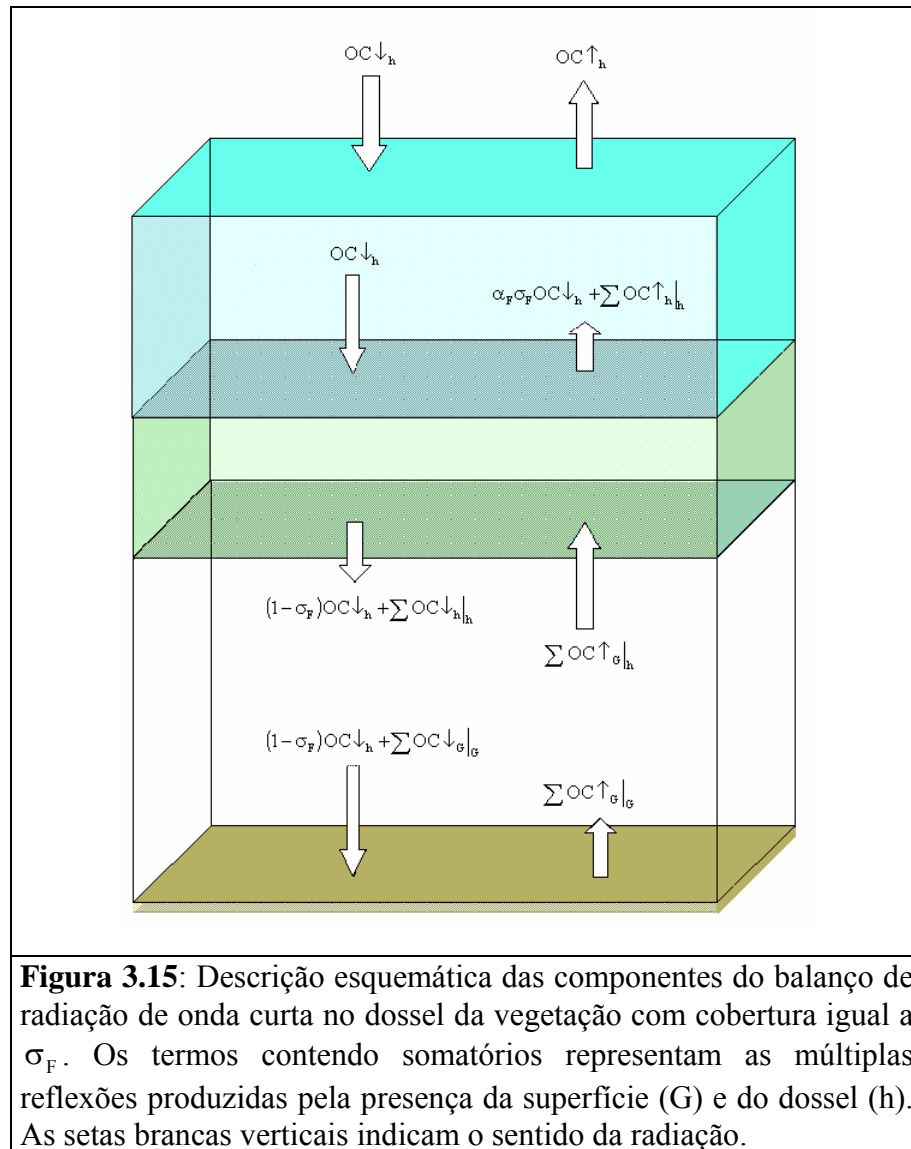


Figura 3.14: Representação esquemática da estrutura média do campo do vento horizontal, temperatura e umidade específica do solo e do ar na interface solo-vegetação-atmosfera associada ao esquema ISBA. As setas verticais indicam a direção dos fluxos verticais de energia e massa ao longo das interfaces.



Deve ser ressaltado que na literatura a transmissividade da atmosfera independente do comprimento de onda da radiação “broadband transmissivity” não inclui a radiação difusa como está sendo feito na expressão apresentada acima. No contexto desse trabalho o termo transmissividade é utilizado como indicativo da fração da energia incidente no topo da atmosfera que atinge a superfície. Tendo em vista que, em média, a evolução diurna da fração difusa se mantém constante (Oliveira *et al.*, 2002) a transmissividade usada aqui é similar a “broadband transmissivity” a menos uma constante dada pela fração difusa da radiação solar incidente no topo.

Tabela 3.16: Constantes utilizadas nas expressões polinomiais aplicadas para estimar a evolução temporal da declinação solar, a distância Terra-Sol e a equação do tempo, $F(\eta) = a_0 + a_1 \cos \eta + a_2 \sin \eta + a_3 \cos 2\eta + a_4 \sin 2\eta$, Iqbal (1983).

Constante	Ângulo de declinação solar (δ)	Distância Terra-Sol (\bar{D}/D)	Equação do Tempo (E_T)
a_0	0,006918	1,000110	0,000075
a_1	-0,399912	0,034221	0,001868
a_2	0,070257	0,001280	-0,032077
a_3	-0,006758	0,000719	-0,014615
a_4	0,000908	0,000077	-0,04089

Tabela 3.17: Coeficientes usados no cálculo da transmissividade da atmosfera.

Local	Γ_1	Γ_2	a_{NA}	a_{NM}	a_{NB}
Iperó-Verão	0,5	0,3	-	-	-
Iperó-Inverno	0,5	0,3	-	-	-
Stull (1988).	0,6	0,2	0,4	0,7	0,4

A radiação solar refletida pelo topo do dossel é determinada em função da distribuição espacial de vegetação, levando-se em conta a contribuição das múltiplas reflexões causadas pela superfície do solo e pela vegetação (Fig. 3.17).

Assim, a radiação solar refletida na superfície coberta por uma fração σ_F de vegetação é dada por:

$$OC \uparrow_h = - \left\{ \left[\frac{(1 - \sigma_F)^2 \alpha_G}{1 - \sigma_F \alpha_F \alpha_G} \right] + \sigma_F \alpha_F \right\} OC \downarrow_h$$

onde α_G e α_F são os albedos da superfície do solo e da vegetação, respectivamente.

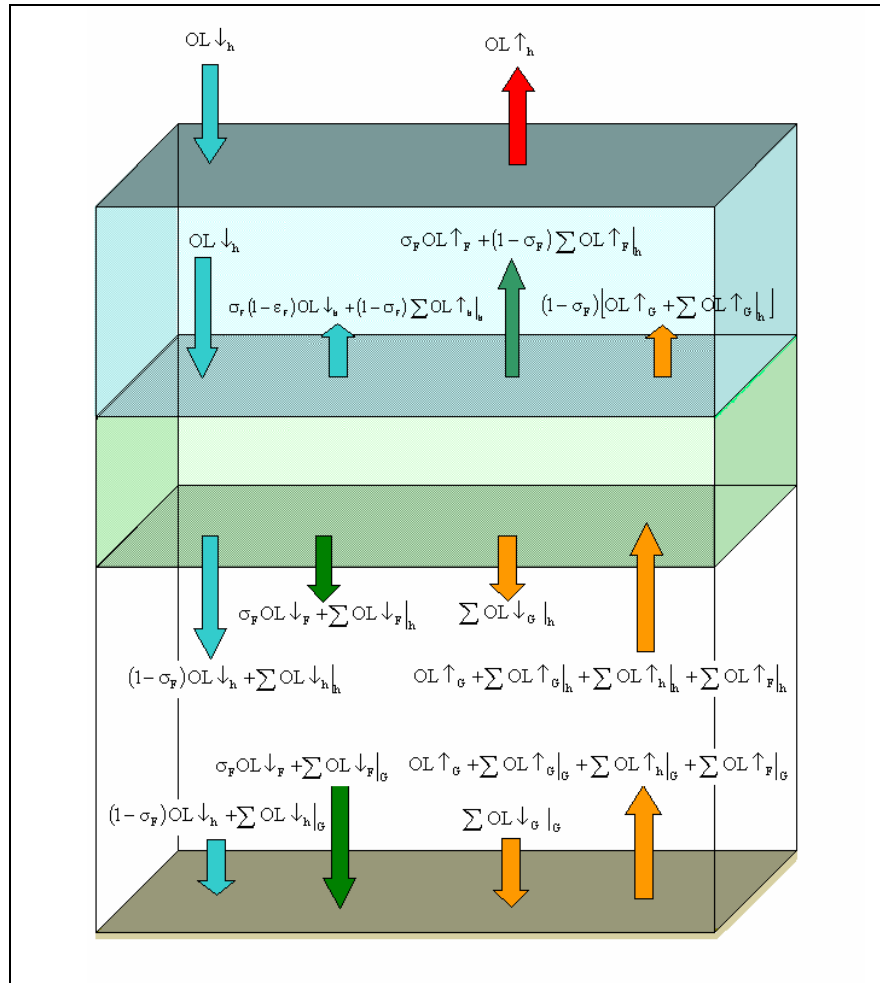


Figura 3.16: Descrição esquemática das componentes do balanço de radiação de onda longa no dossel da vegetação com cobertura igual a σ_F . Os termos contendo somatórios representam as múltiplas reflexões produzidas pela presença da superfície (G) e do dossel (h). As setas coloridas verticais indicam o sentido da radiação.

A expressão acima permite calcular o albedo teórico da superfície α_T :

$$\alpha_T = \left\{ \left[\frac{(1 - \sigma_F)^2 \alpha_G}{1 - \sigma_F \alpha_F \alpha_G} \right] + \sigma_F \alpha_F \right\}$$

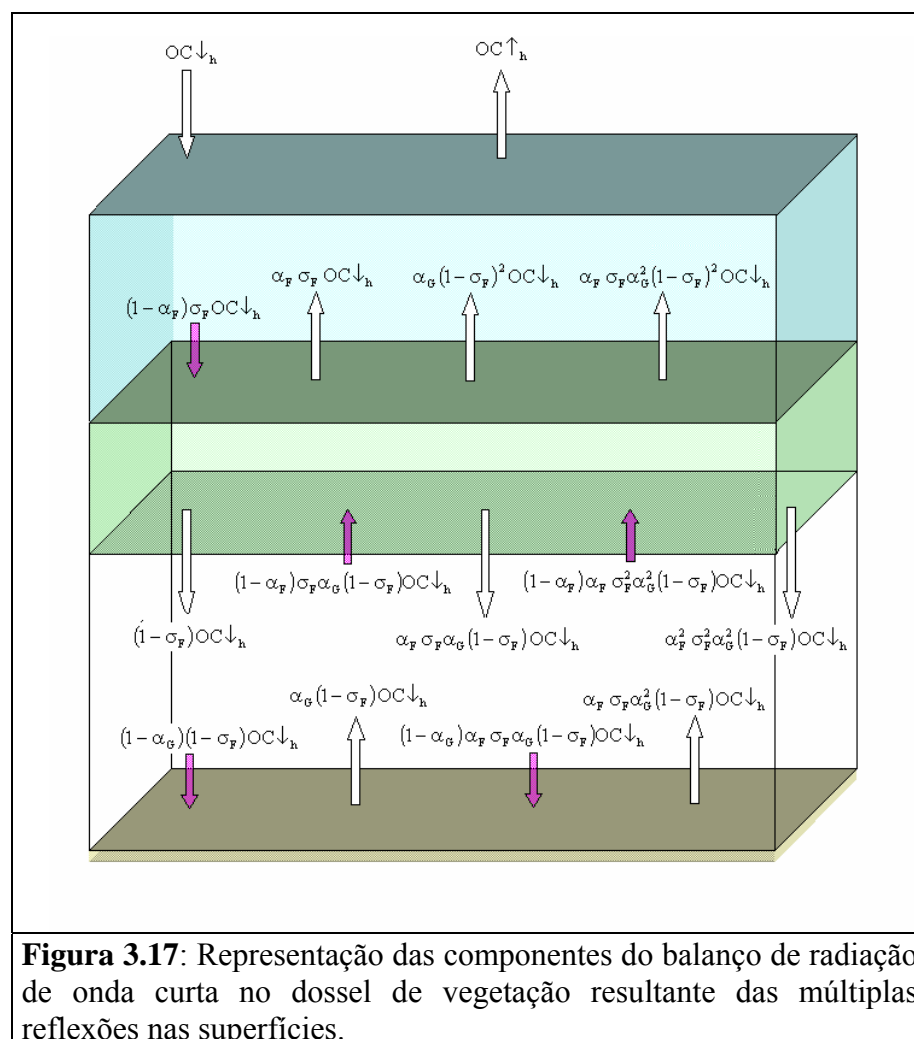
que pode ser comparado com o albedo observado α_O em Iperó através da seguinte relação:

$$\alpha_O = \alpha_{O1} + \alpha_{O2} \cos Z$$

onde α_{O1} e α_{O2} são coeficientes indicados na tabela 3.18.

Tabela 3.18: Coeficientes usados no cálculo do albedo da superfície.

Local	α_{01}	α_{02}	α_{G1}	α_{G2}	α_{G3}
Iperó Inverno	0,30	0,20	0,31	0,17	0,14
Iperó Verão	0,30	0,20	0,31	0,17	0,17



O albedo da superfície do solo é determinado em função do conteúdo de umidade do solo através da seguinte expressão:

$$\alpha_G = \begin{cases} \alpha_{G1} - \alpha_{G2} \alpha' & \bar{w}_G \leq w_K \\ \alpha_{G3} & \bar{w}_G > w_K \end{cases}$$

onde α_{G1} , α_{G2} e α_{G3} são os coeficientes indicados na tabela 3.18, α' é a fração do volume do solo disponível que é ocupado com água líquida, \bar{w}_G é o conteúdo de umidade da superfície do solo e w_K é o conteúdo da umidade do solo a partir do qual o solo se comporta como um solo saturado.

A fração de ocupação do solo pela água é representada pela relação:

$$\alpha' = \frac{\bar{w}_G}{w_K}$$

e pode ser interpretada de forma equivalente a umidade relativa do ar, ou seja quanto maior α' maior a quantidade de água no solo. Nas expressões empregadas no esquema ISBA o albedo da vegetação (α_F) é assumido constante na escala de variação temporal de um dia. Esta aproximação tem que ser melhor investigada, principalmente quando o conteúdo de umidade está muito próximo do valor crítico (w_{wilt}). Outra questão importante que dever ser investigada é a dependência espectral do albedo da vegetação. Todos os resultados apresentados a partir deste ponto até o final deste capítulo estão baseados em simulações utilizando as condições iniciais indicadas nas tabelas 3.15 e 4.1.

Nas figuras 3.18 e 3.19 são apresentadas as evoluções temporais do conteúdo de umidade da primeira e da segunda camada do solo durante o período de verão e de inverno na região de Iperó, obtidos a partir da simulação numérica da CLP para um período de 24 horas usando o esquema ISBA acoplado ao modelo de fechamento de segunda ordem. Verifica-se nestas figuras que a fração de ocupação do solo tende a aumentar durante o período noturno, especialmente no verão. Durante o período diurno α' decresce rapidamente atingindo um mínimo igual a zero um pouco antes do meio dia. Este comportamento faz com que o albedo da superfície apresente um aumento durante o dia (Fig. 3.20b e 3.21b) em ambas as estações. É interessante observar que a evolução diurna da radiação solar global e refletida simulada a partir do esquema ISBA (isto é considerando o efeito da umidade sobre o albedo) apresenta uma concordância muito boa com as observações em Iperó.

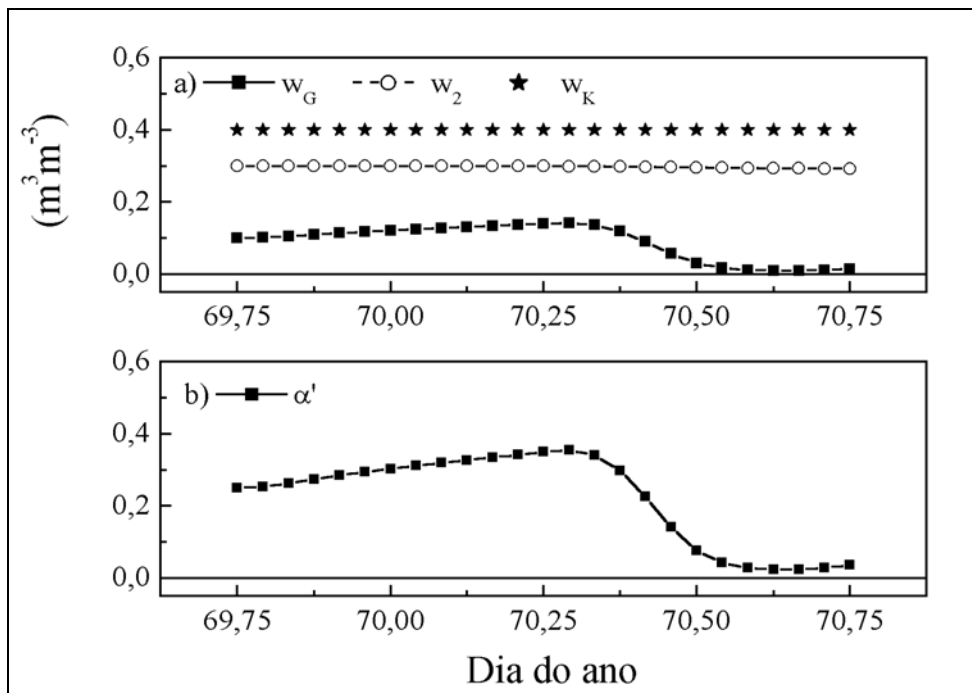


Figura 3.18: Evolução temporal do (a) conteúdo de umidade do solo na camada externa (\bar{w}_G) e interna (\bar{w}_2) e o valor de saturação (w_K); (b) fração de ocupação do solo pela umidade (α'). Simulação numérica para os dias do ano 69 e 70 em Iperó usando as condições iniciais e de contorno apresentadas nas tabelas 3.15 e 4.1.

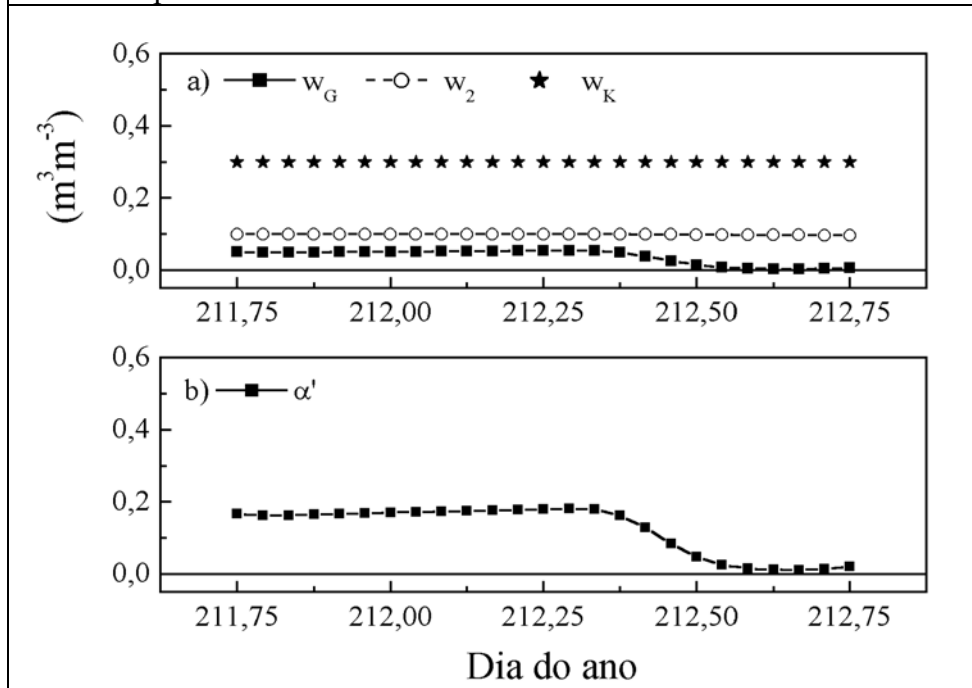


Figura 3.19: Similar a Fig. 3.18 para os dias 211 e 212 em Iperó.

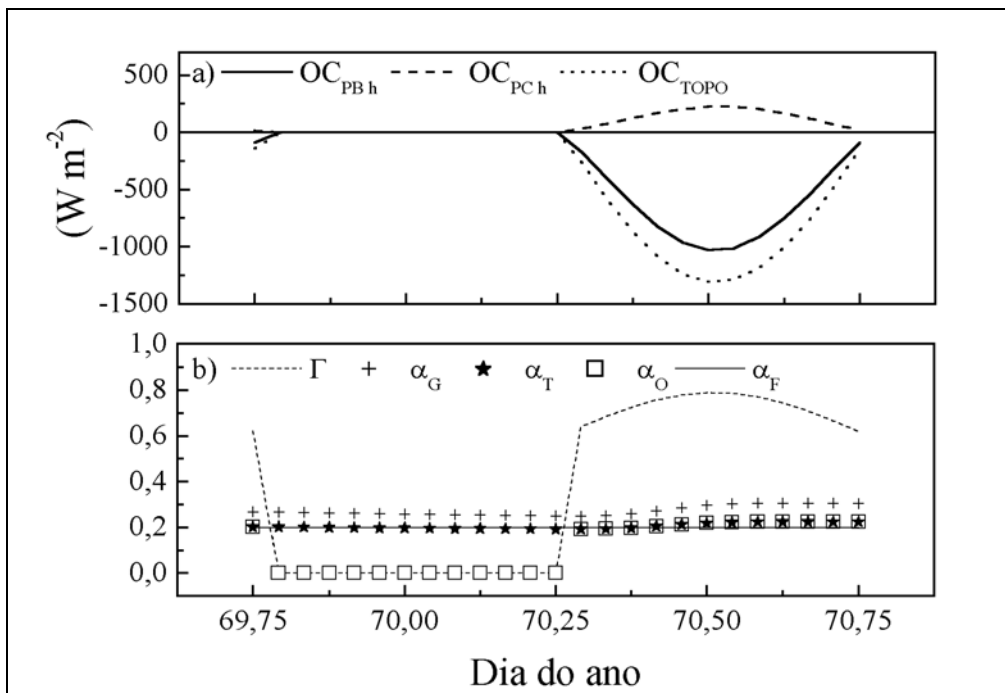


Figura 3.20: Evolução temporal da (a) radiação solar incidente (OC_{PBh}) e refletida ($OC_{PC h}$) pela superfície com vegetação; (b) Transmissividade (Γ), albedo da superfície do solo (α_G), albedo total da superfície (α_T), albedo observado em Iperó (α_O) e albedo da vegetação (α_F). Simulação numérica para os dias do ano 69 e 70 em Iperó usando as condições iniciais e de contorno apresentadas nas tabelas 3.15 e 4.1. OC_{TOPO} indica a radiação solar incidente no topo da atmosfera.

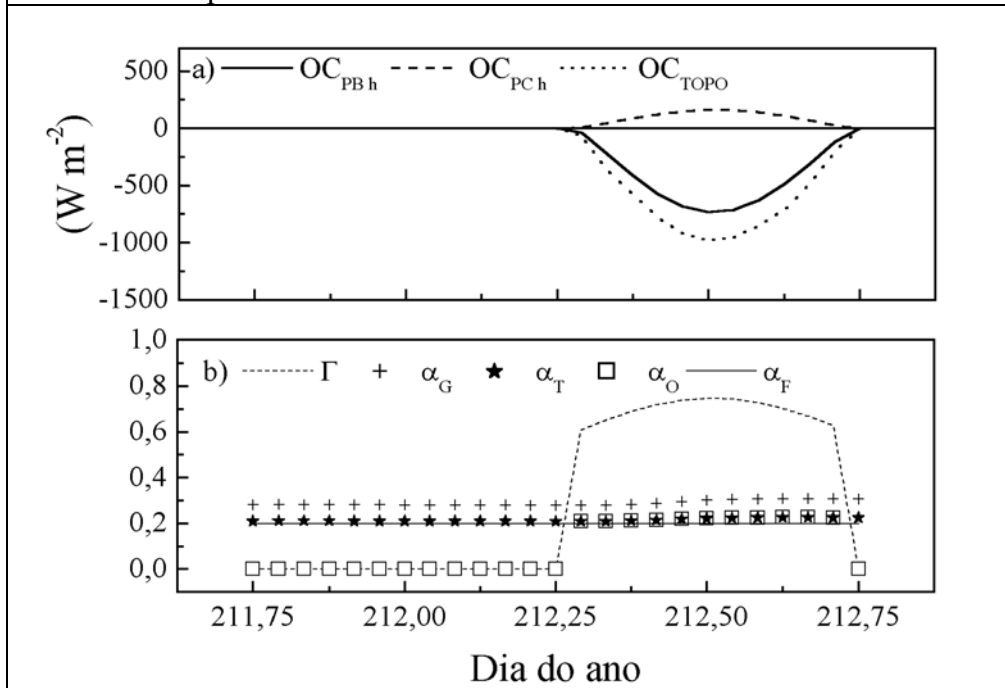


Figura 3.21: Similar a Fig. 3.20 para os dias 211 e 212 em Iperó.

A radiação de onda longa emitida pela atmosfera em direção a superfície pode ser calculada de várias maneiras em um modelo de CLP. Pode-se, por exemplo, utilizar relações empíricas simples baseadas em análise climatológica de dados de radiação de onda longa. Entre as mais comuns destacam-se as expressões de Brunt e de Idso (Niemelä *et al.*, 2001).

A expressão de Brunt incorpora os efeitos da temperatura e umidade através da seguinte relação:

$$OL \downarrow_h = (a_B + b_B \sqrt{e_A}) \sigma T_A^4$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann, a_B e b_B são constantes, e_A e T_A são respectivamente a pressão de vapor e a temperatura do ar no nível do abrigo meteorológico.

A expressão de Idso modificada (Niemelä *et al.*, 2001) que permite estimar a radiação de onda longa da atmosfera apenas em função apenas da temperatura do ar é dado por:

$$OL \downarrow_h = a_I + b_I (T_A - 273,16)$$

onde a_I e b_I são constantes.

Estas duas expressões são válidas para condições de céu claro e estão baseadas na análise de dados climatológicos. Na tabela 3.19 são apresentados alguns valores usados no cálculo da emissão de onda longa da atmosfera. Quando estes dois métodos são comparados verifica-se que o método de Idso modificado apresenta melhores resultados quando comparados com as observações (Fig. 3.21a e 3.22a). No período de verão, quando existe mais umidade na atmosfera em Iperó, os resultados são equivalentes. Tendo em vista a sua simplicidade e capacidade de reproduzir a emissão de onda longa da atmosfera, tanto no inverno quanto no verão, decidiu-se em utilizar a relação de Idso modificada para estimar a radiação de onda longa no esquema ISBA.

Tabela 3.19: Coeficientes usados no cálculo da emissão de onda longa da atmosfera no nível da superfície da vegetação.				
Local	a_B	b_B	a_I	b_I
Iperó Inverno	0,064	0,064	208,0	6,0
Iperó Verão	0,52	0,064	208,0	6,0

Uma maneira mais complexa de estimar a emissão de onda longa da atmosfera no nível da superfície é através da solução da equação de transferência de radiação de onda longa. Uma tentativa de implementar um método de estimativa da emissão de onda longa da atmosfera com base na equação transferência radiativa foi feita por Vasconcelos (1995). Neste trabalho foi utilizado um esquema proposto de Roach e Slingo (1979) onde o espectro de emissão de onda longa é dividido em 5 bandas de absorção da radiação pelos gases atmosféricos majoritários. A aplicação deste esquema para a estimativa da taxa de resfriamento na CLP requereu um esforço computacional consideravelmente maior do que o usado para resolver a parte numérica do modelo de CLP. Além disso, a sua utilização no modelo de CLP requer a especificação do perfil de temperatura, umidade específica e CO_2 até o topo da atmosfera e da emissão de onda longa do O_3 estratosférico. Apesar dos resultados terem sido satisfatórios para a CLP, o esquema de Slingo e Roach superestimou a emissão das camadas mais próximas a superfície gerando taxas de resfriamento da superfície maior do que as prognosticadas pelo balanço de radiação na superfície (Vasconcelos, 1995). Assim, para evitar a introdução destas indeterminações o esquema de transferência radiativa não será utilizado. Os problemas relacionados à estimativa da radiação de onda longa na CLP serão analisados em um futuro trabalho.

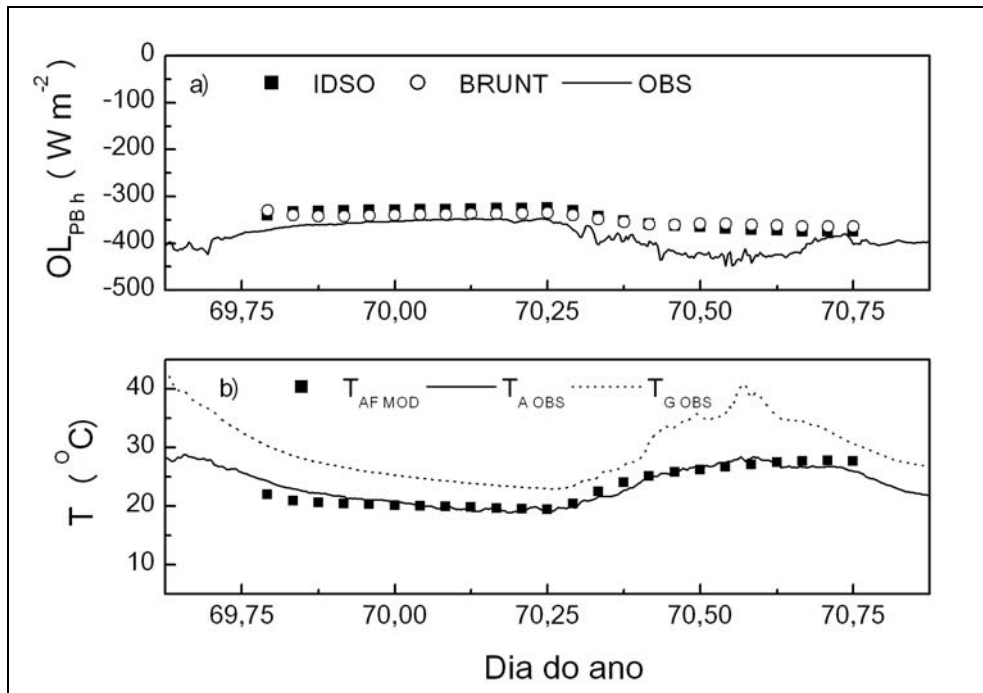


Figura 3.22: Evolução temporal da (a) emissão de onda longa da atmosfera para baixo (OL_{PB_h}), estimada através da expressão de Idso modificada (IDSO), Brunt (BRUNT) e observada (OBS) e (b) temperatura do ar no interior do dossel (T_{AFMOD}) modelado e temperatura do ar no nível de referência ($T_{A OBS}$) e da superfície do solo ($T_{G OBS}$) observadas em Iperó durante os dias do ano 69 e 70 de 1993 em Iperó.

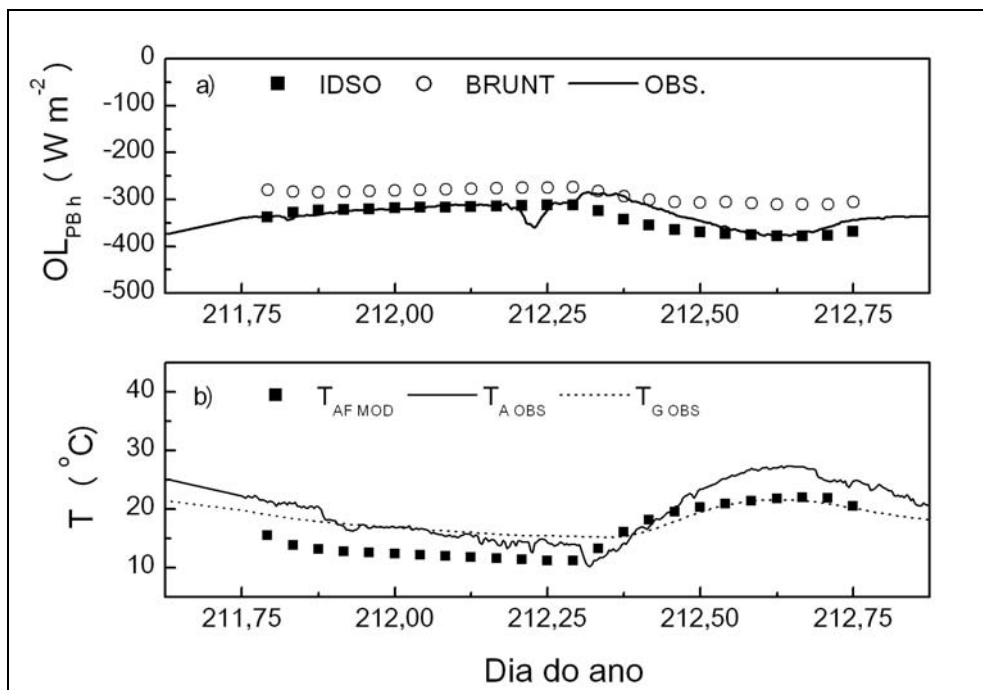


Figura 3.23: similar a Fig. 3.22 para os dias 211 e 212 em Iperó

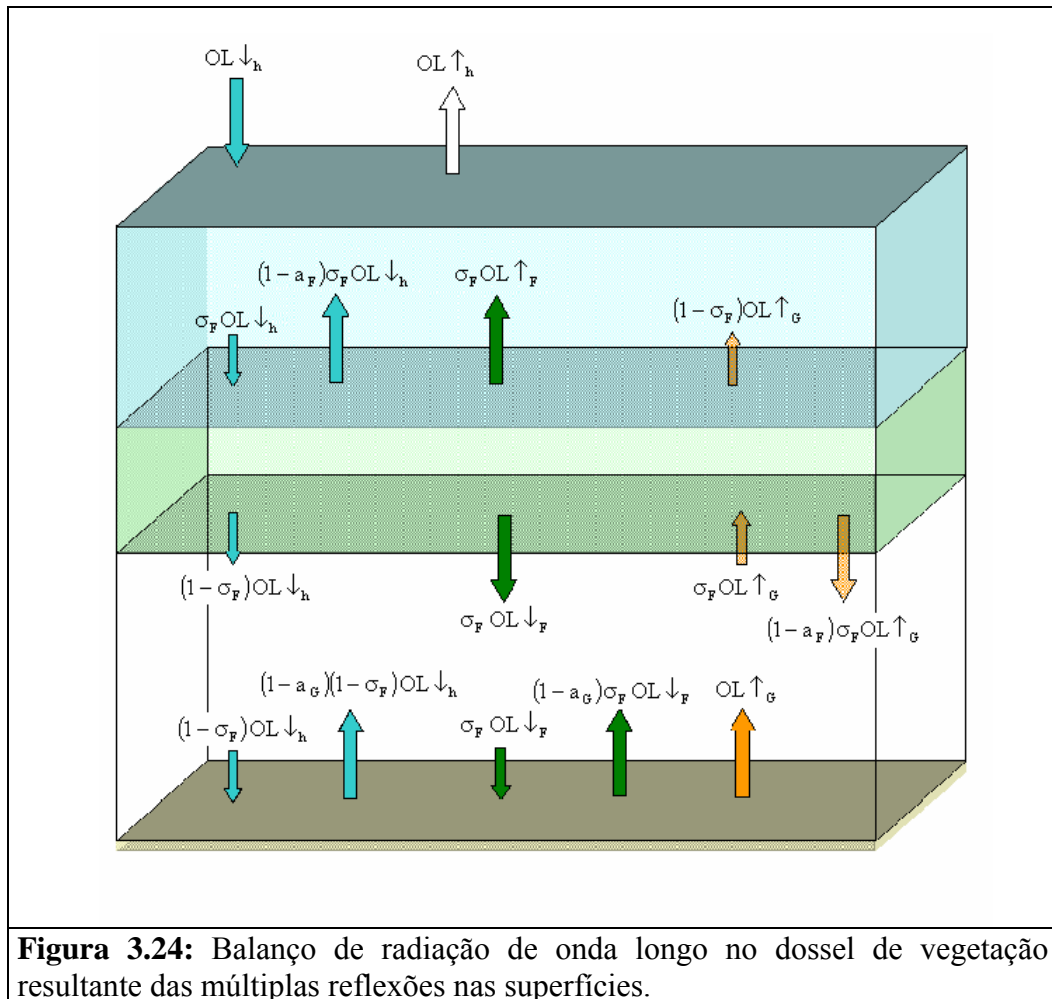
A emissão de onda longa da superfície no topo da vegetação, considerando as múltiplas reflexões (Fig.3.24) é dada como:

$$\begin{aligned} \text{OL } \uparrow_h = & (1 - \sigma_F) \left\{ \left[\frac{1}{1 - \sigma_F(1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right] \varepsilon_G \sigma \bar{T}_G^4 - (1 - \varepsilon_G) \left(\frac{1 - \sigma_F}{1 - \sigma_F(1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right) \text{OL } \downarrow_h \right\} + \\ & + \sigma_F \left\{ \left[\frac{1 - \sigma_F(1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G) + (1 - \sigma_F)(1 - \varepsilon_G)}{1 - \sigma_F(1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right] \varepsilon_F \sigma \bar{T}_F^4 - (1 - \varepsilon_F) \text{OL } \downarrow_h \right\} \end{aligned}$$

onde ε_G e ε_F são as emissividades da superfície do solo e da vegetação.

A radiação líquida no topo do dossel pode ser estimada em termos da seguinte expressão:

$$\begin{aligned} \text{Rn}_h = & \left\{ 1 - \left[\frac{(1 - \sigma_F)^2 \alpha_G}{1 - \sigma_F \alpha_F \alpha_G} \right] - \sigma_F \alpha_F \right\} \text{OC } \downarrow_h + \left\{ 1 - \left[\frac{(1 - \sigma_F)^2 (1 - \varepsilon_G)}{1 - \sigma_F(1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right] - \sigma_F(1 - \varepsilon_F) \right\} \text{OL } \downarrow_h + \\ & + \left[\frac{(1 - \sigma_F)}{1 - \sigma_F(1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right] \varepsilon_G \sigma \bar{T}_G^4 + \sigma_F \left[\frac{1 - \sigma_F(1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G) - (1 - \sigma_F)(1 - \varepsilon_G)}{1 - \sigma_F(1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right] \varepsilon_F \sigma \bar{T}_F^4 \end{aligned}$$



3.3.3. Balanço de radiação na superfície do solo

A radiação líquida na superfície do solo é determinada através da seguinte relação:

$$Rn_G = OC \downarrow_G + OC \uparrow_G + OL \downarrow_G + OL \uparrow_G$$

onde $OC \downarrow_G$, $OC \uparrow_G$, $OL \downarrow_G$ e $OL \uparrow_G$ são, respectivamente, a radiação solar incidente e emergente da superfície do solo (Fig. 3.15) e a emissão de onda longa do dossel da vegetação e da superfície solo (Fig. 3.16).

A radiação solar incidente na superfície do solo depende da radiação solar incidente no topo da atmosfera e das características radiativas do dossel e da superfície do solo abaixo e pode ser estimada através da seguinte relação:

$$OC \downarrow_G = (1 - \sigma_F) \left[\frac{1}{1 - \sigma_F \alpha_F \alpha_G} \right] OC \downarrow_h$$

Na expressão acima, os albedos da superfície do solo e da vegetação, respectivamente α_G e α_F , afetam a radiação solar incidente na superfície do solo através das múltiplas reflexões entre a vegetação e a superfície do solo (Fig. 3.17).

A radiação solar emergente da superfície do solo pode ser expressa da seguinte forma:

$$OC \uparrow_G = - \left[\frac{(1 - \sigma_F) \alpha_G}{1 - \sigma_F \alpha_F \alpha_G} \right] OC \downarrow_h$$

A emissão de onda longa incidente na superfície do solo é estimada como:

$$OL \downarrow_G = \left[\frac{(1 - \sigma_F)}{1 - \sigma_F (1 - \varepsilon_F) (1 - \varepsilon_G)} \right] OL \downarrow_h - \sigma_F \left[\frac{\varepsilon_F \sigma \bar{T}_F^4 + (1 - \varepsilon_F) \varepsilon_G \sigma \bar{T}_G^4}{1 - \sigma_F (1 - \varepsilon_F) (1 - \varepsilon_G)} \right]$$

A emissão de onda longa proveniente da superfície assume a seguinte forma:

$$OL \uparrow_G = (1 - \sigma_F) \left[\frac{\varepsilon_G \sigma \bar{T}_G^4 - (1 - \varepsilon_G) OL \downarrow_h}{1 - \sigma_F (1 - \varepsilon_F) (1 - \varepsilon_G)} \right] + \sigma_F \left[\frac{(1 - \varepsilon_G) \varepsilon_F \sigma \bar{T}_F^4 + \varepsilon_G \sigma \bar{T}_G^4}{1 - \sigma_F (1 - \varepsilon_F) (1 - \varepsilon_G)} \right]$$

Assim o balanço de radiação na superfície do solo pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} Rn_G = & \left[\frac{(1-\sigma_F)(1-\alpha_G)}{1-\sigma_F\alpha_F\alpha_G} \right] OC \downarrow_h + \left[\frac{(1-\sigma_F)\varepsilon_G}{1-\sigma_F(1-\varepsilon_F)(1-\varepsilon_G)} \right] OL \downarrow_h + \\ & + \left[\frac{1-\sigma_F(1-\varepsilon_F)}{1-\sigma_F(1-\varepsilon_F)(1-\varepsilon_G)} \right] \varepsilon_G \sigma \bar{T}_G^4 - \left[\frac{\sigma_F\varepsilon_G}{1-\sigma_F(1-\varepsilon_F)(1-\varepsilon_G)} \right] \varepsilon_F \sigma \bar{T}_F^4 \end{aligned}$$

3.3.4. Balanço de energia na camada de vegetação

O balanço de energia para a camada de vegetação é utilizado para estimar a temperatura representativa da superfície da folhagem necessária para calcular a transferência de calor sensível e a taxa de evaporação na folhagem. Assumindo a hipótese de não armazenamento de calor no dossel tem-se:

$$\int_0^h c_p \rho_0 \frac{d\bar{T}_{AF}}{dt} dz + \int_0^h C_B \frac{d\bar{T}_F}{dt} dz = - (Rn_h - Rn_G) - (H_h - H_G) - (L_V E_h - L_V E_G)$$

onde c_p calor específico do ar a pressão constante, ρ_0 é a densidade do ar, \bar{T}_{AF} temperatura do ar no interior do dossel da vegetação, C_B capacidade térmica da vegetação que compõem o dossel, \bar{T}_F temperatura da folhagem que compõem o dossel da vegetação, Rn_h e Rn_G são fluxos verticais de radiação líquida no topo do dossel e na superfície do solo, H_h e H_G são os fluxos verticais turbulentos de calor sensível no topo do dossel e no nível da superfície do solo, $L_V E_h$ e $L_V E_G$ são os fluxos verticais turbulentos de calor latente no topo do dossel da vegetação e na superfície do solo, L_V é o calor latente de evaporação da água líquida (Fig. 3.14).

Os fluxos verticais de calor sensível (H_h) e de vapor (E_h) no topo do dossel são, respectivamente, $H_h = H_G + H_F$ e $E_h = E_G + E_F$. Estas expressões fornecem os valores dos fluxos de calor sensível e de calor latente usados no primeiro nível do modelo de turbulência.

Tendo em vista que o dossel é tratado como um volume contendo um conjunto de folhas que somente trocam calor e vapor de água com a atmosfera na qual estão imersas não interagindo diretamente com a superfície ou com a atmosfera acima do dossel, torna-se necessário distinguir os coeficientes de transferência turbulenta da vegetação e de transferência turbulenta do solo sob a cobertura da vegetação. Além disso, torna-se importante também destacar que o transporte vertical turbulento no interior do dossel e na superfície do solo depende da intensidade do vento médio horizontal no interior do dossel, estimada através da seguinte relação:

$$\bar{U}_{AF} = [\sigma_F A_{UAF} \sqrt{C_{DV}} + (1 - \sigma_F)] \bar{U}_A$$

onde A_{UAF} é uma constante que depende do tipo de vegetação (Tab. 3.21), C_{DV} é o coeficiente de transporte turbulento de momento, \bar{U}_A é a velocidade horizontal no nível de referência. O nível de referência é assumido como sendo o nível de 10 metros acima da superfície do solo. Nas aplicações da formulação acima, no esquema ISBA, o coeficiente de transporte turbulento é assumido igual a coeficiente de transporte de calor no topo da vegetação ($C_{DV} = C_{Hh}$) descrito mais a frente.

O ar no interior da folhagem possui propriedades intermediárias entre aquelas do ar acima da vegetação, na superfície da folhagem e na superfície do solo. Assim, o fluxo de calor sensível da vegetação para o ar (H_F) é expresso por:

$$H_F = -A_{HF} N \rho_0 c_p C_F \bar{U}_{AF} (\bar{T}_{AF} - \bar{T}_F)$$

onde A_{HF} é uma constante associada ao transporte de calor sensível entre a folha e o ar no interior do dossel da vegetação (Tab. 3.21), N é o índice de área de foliar ou folhar e C_F é o coeficiente de transferência de calor.

O índice de área foliar é calculado em termos da seguinte expressão:

$$N = A_N \sigma_F$$

onde A_N é uma constante que depende do tipo de vegetação (Tab. 3.21).

Nas figuras 3.25a e 3.26a são apresentadas as evoluções temporais da diferença de temperatura entre o ar no interior do dossel (\bar{T}_{AF}) e da vegetação (\bar{T}_F) nos períodos de verão e de inverno para as condições de Iperó da tabela 4.1. Durante a noite, devido a perda radiativa a vegetação está mais fria do que o ar no interior do dossel da vegetação, durante o dia com a interceptação da radiação solar a vegetação torna-se mais quente do que o ar no interior do dossel. Este padrão de temperatura ocorre tanto no inverno quanto no verão e induz um fluxo de calor sensível da vegetação (H_F) negativo durante a noite e positivo durante o dia (Figs. 3.25b e 3.26b).

A taxa de evaporação das folhas por unidade horizontal de área (E_F) é expressa em termos da taxa de evaporação potencial das folhas (E_p) através da seguinte expressão:

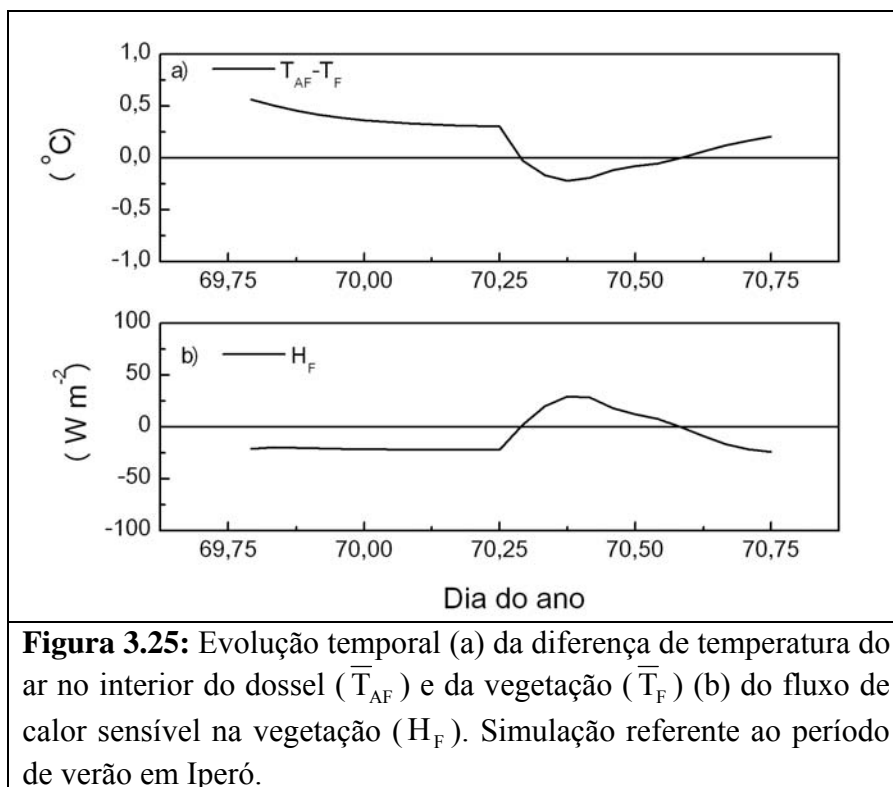
$$E_F = \alpha'' E_P$$

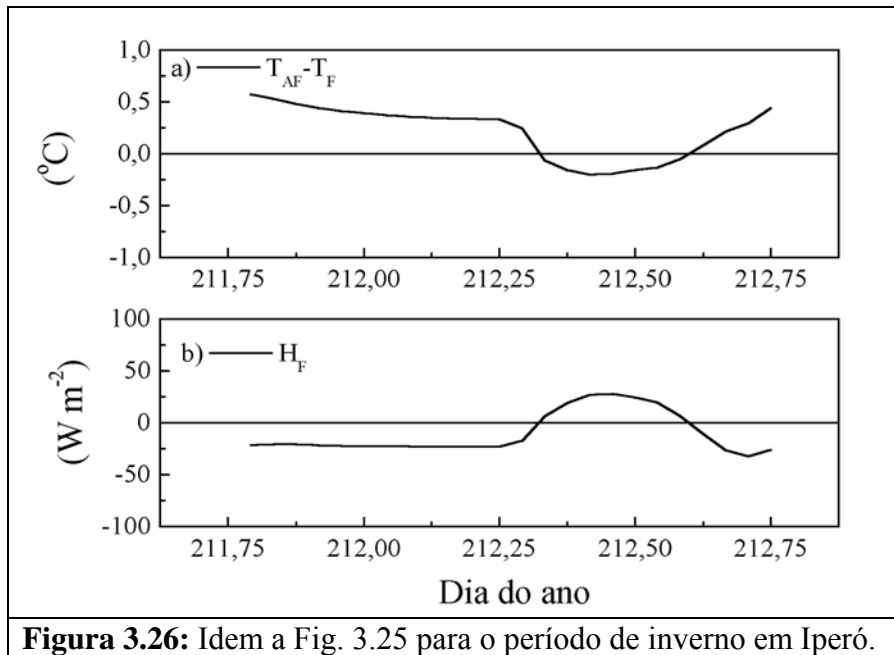
onde α'' é a fração da evaporação potencial que efetivamente ocorre sobre a vegetação (fração de evaporação efetiva da vegetação). Esta fração inclui os efeitos da resistência dos estômatos, da resistência atmosférica e da massa de água líquida retida sobre na folhagem por unidade de área.

A taxa de evaporação potencial das por unidade de área horizontal é expressa através de:

$$E_P = -N \rho_0 C_F \bar{U}_{AF} (\bar{q}_{AF} - \bar{q}_{SF})$$

onde \bar{q}_{AF} são as umidade específica do ar no interior do dossel e \bar{q}_{SF} é a umidade específica de saturação do ar na superfície da vegetação calculada a partir da temperatura da superfície da vegetação (\bar{T}_F).





Nas figuras 3.27 e 3.28 são apresentadas as evoluções temporais da diferença entre a umidade específica do ar no interior do dossel (\bar{q}_{AF}) e de saturação do ar na superfície da vegetação (\bar{q}_{SF}) para condições de verão e de inverno em Iperó. Verifica-se que umidade no interior do dossel está sempre abaixo do valor de saturação sobre a superfície da vegetação (Figs. 3.27a e 3.28a). Como consequência, a taxa de evaporação associada à transpiração da vegetação ($L_V E_F$) permanece positiva durante todo o dia (Figs. 3.27b e 3.28b).

O ciclo diurno da taxa de evaporação apresenta um máximo associado ao comportamento apresentado pela taxa evaporação potencial. Entretanto, o aumento da evaporação na superfície não implica em um aumento contínuo na umidade específica da superfície. Durante o início do dia, com a intensificação da turbulência a CLP cresce de forma acelerada tal que o entranhamento de ar seco que passa reduzir o crescimento da umidade específica do ar na superfície, ou mesmo provoca uma diminuição da umidade na superfície. Por outro lado, independente dos processos turbulentos na CLP a umidade específica de saturação do ar sobre a superfície da vegetação aumenta em resposta ao aumento da temperatura da vegetação causado pelo aquecimento solar.

A fração da evaporação potencial (α'') é estimada em função da resistência dos estômatos das folhas, da resistência aerodinâmica do ar e do conteúdo de água líquida retida sobre a superfície da vegetação (orvalho e chuva) através da seguinte relação:

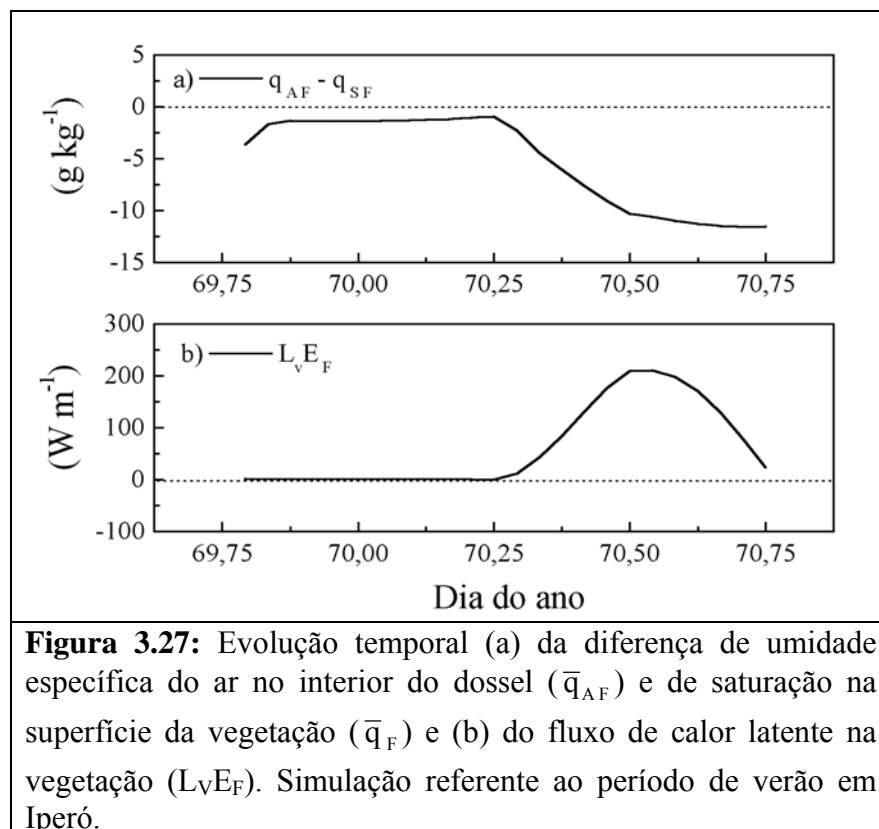
$$\alpha'' = 1 - \delta_c \left(\frac{r_s}{r_s + r_A} \right) \left[1 - \left(\frac{W_{DEW}}{W_{DMAX}} \right)^{2/3} \right]$$

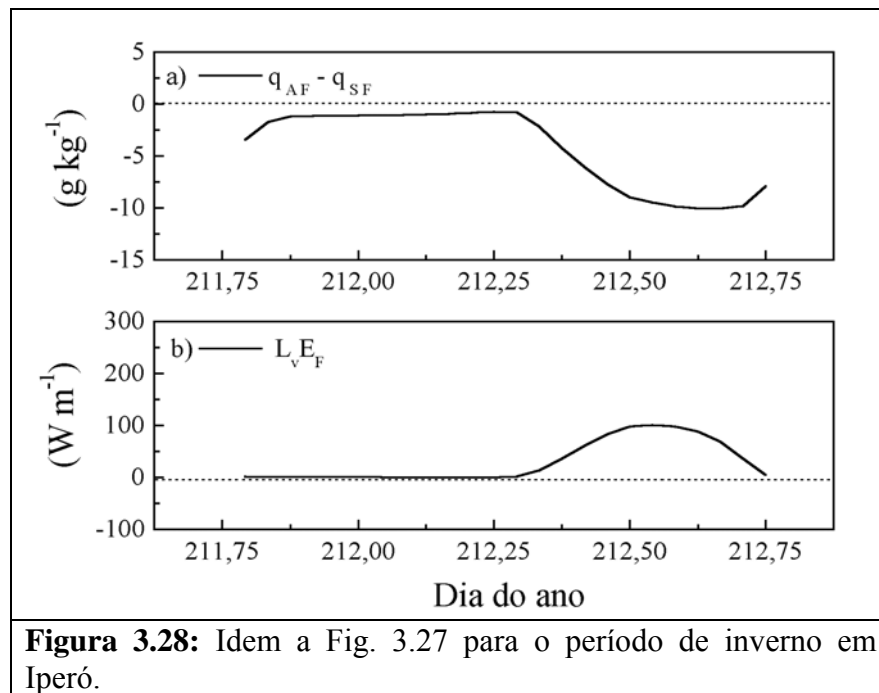
onde r_s é a resistência dos estômatos das folhas que compõem a vegetação ao transporte de vapor de água, r_A resistência aerodinâmica da atmosférica ao transporte de vapor de água, δ_c é um fator de correção que identifica a presença de água líquida sobre as folhas, W_{DEW} é o conteúdo de água líquida, em termos de massa de água líquida por metro quadrado de solo, retido sobre as folhas devido ao orvalho ou à chuva, W_{DMAX} é o conteúdo máximo de água líquida (massa de água líquida por metro quadrado de solo) que pode permanecer retido na superfície das folhas. Quando $W_{DEW} > W_{DMAX}$ ocorre a percolação da água das folhas para a superfície do solo.

O valor de W_{DMAX} varia em função do tipo de vegetação através da seguinte relação:

$$W_{DMAX} = A_{WD MAX} \sigma_F$$

onde $A_{WD MAX}$ é uma constante (Tab. 3.21) que permite expressar W_{DMAX} em $kg\ m^{-2}$.





A condensação de vapor de água sobre as folhas é diagnosticada verificando se a umidade específica do ar no dossel da vegetação é maior do que a umidade específica de saturação das folhas:

$$\delta_c = \begin{cases} 0 & \bar{q}_{AF} \geq q_{SF} \\ 1 & \bar{q}_{AF} < q_{SF} \end{cases}$$

O conteúdo de umidade retido sobre as folhas é determinado através da relação:

$$\frac{\partial W_{DEW}}{\partial t} = \sigma_F P - (E_F - E_T)$$

onde P é a taxa de precipitação (massa de água líquida por área de solo), E_F é a taxa de evaporação das folhas e E_T é a taxa de transpiração das folhas. Esta expressão é válida para 0 ≤ W_{DEW} ≤ W_{DMAX}.

A taxa de transpiração das folhas que compõem a vegetação também é calculada em função evaporação potencial das folhas usando a seguinte expressão:

$$E_T = \alpha''' E_p$$

onde α''' representa a fração da evaporação potencial que é efetivamente transpirada pela vegetação (fração de transpiração efetiva da vegetação) e assume a seguinte forma:

$$\alpha''' = \delta_c \left(\frac{r_A}{r_A + r_S} \right) \left[1 - \left(\frac{W_{DEW}}{W_{DMAX}} \right)^{2/3} \right]$$

É interessante observar que quando a umidade específica do ar no interior do dossel é maior do que a umidade específica de saturação sobre as folhas $\delta_c = 0$ e $\alpha'' = 1$ e $\alpha''' = 0$. Assim, quando ocorre condensação sobre as folhas a taxa de evaporação sobre as folhas é dada pela taxa potencial ($E_F = E_P$) e não ocorre transpiração das folhas ($E_T = 0$). Neste caso a taxa de variação do conteúdo de água líquida sobre as plantas é determinada apenas pela taxa de evaporação potencial. Assim, a presença de água líquida sobre a vegetação inibe a transpiração das folhas.

Uma situação oposta ocorre quando o ar no interior do dossel tem umidade específica inferior a de saturação na temperatura das folhas. Neste caso $\delta_c = 1$ e a taxa evaporação é igual a taxa de transpiração pois α'' e α''' assumem a seguinte forma:

$$\alpha'' = \alpha''' = \frac{r_A}{r_A + r_S} \left[1 - \left(\frac{W_{DEW}}{W_{DMAX}} \right)^{2/3} \right]$$

Para uma condição não saturada, toda água líquida gerada através da transpiração das folhas é evaporada para a atmosfera. A existência de água líquida sobre as folhas inibe tanto a transpiração quanto à evaporação. Nestas circunstâncias o conteúdo de umidade depositada na superfície da vegetação não se altera enquanto o ar não ficar saturado (em relação da temperatura da superfície da vegetação) e $E_F = E_T$. Em outras palavras só ocorre variação da quantidade de água líquida depositada sobre as folhas quando o ar estiver saturado em relação à temperatura da superfície das folhas.

A resistência dos estômatos das folhas ao transporte de vapor de água é dada pela seguinte relação:

$$r_S = A_{RS} \left(\frac{OC \downarrow_h |_{MAX}}{OC \downarrow_h + B_{RS} OC \downarrow_h |_{MAX}} \right) + r_{SEASON} + \left(\frac{W_{WILT}}{W_S} \right)^2$$

onde A_{RS} e B_{RS} são constantes (Tab. 3.21), $OC \downarrow_h \Big|_{MAX}$ é a amplitude do ciclo diurno da radiação solar global no nível da superfície da vegetação, r_{SEASON} é a amplitude do ciclo anual da resistência estomatal das folhas da vegetação, w_{WILT} é a umidade do solo do ponto de murcha da vegetação e w_S é a umidade média do solo obtida a partir da média ponderada entre as duas camadas de solo:

$$\bar{w}_S = A_{WS} \bar{w}_2 + B_{WS} \bar{w}_G$$

onde A_{WS} e B_{WS} são os pesos que determinam a contribuição do conteúdo de umidade da primeira e segunda camada do solo em \bar{w}_S .

A resistência aerodinâmica ao transporte de vapor de água na atmosfera é estimada através da seguinte expressão:

$$r_A = \frac{1}{C_F \bar{U}_{AF}}$$

onde C_F o coeficiente de transporte turbulento de vapor de água no dossel da vegetação estimado a partir da seguinte relação:

$$C_F = A_{CF} \left(1 + \frac{B_{CF}}{\bar{U}_{AF}} \right)$$

onde A_{CF} e B_{CF} são constantes indicadas na Tab. 3.21.

Para as condições utilizadas nas simulações de inverno e verão em Ipero (Tab. 4.1) não foi detectada a presença de deposição de água líquida sobre a vegetação de forma que as frações de evaporação (α'') e transpiração (α''') efetivas da vegetação apresentaram o mesmo ciclo diurno, com um máximo diurno e um mínimo noturno (Figs. 3.29 e 3.30), refletindo a variação da resistência estomatal da vegetação (Figs. 3.31a e 3.32a). O comportamento destas frações faz a taxa de evaporação da vegetação (E_F) ser igual a de transpiração (E_T), em ambas estações do ano (Figs. 3.31b e 3.32b).

A umidade específica no interior do dossel da vegetação é estimada através da média ponderada entre as umidades específicas da superfície, da vegetação e do ar no nível de referência através da seguinte relação:

$$\bar{q}_{AF} = (1 - \sigma_F) \bar{q}_A + \sigma_F (A_{QAF} \bar{q}_A + B_{QAF} \bar{q}_F + C_{QAF} \bar{q}_G)$$

onde A_{QAF} , B_{QAF} e C_{QAF} são constantes indicadas na Tab. 3.21.

O fluxo de evaporação na superfície do solo é calculado através da seguinte relação:

$$E_G = -\rho_0 C_{EG} \bar{U}_{AF} (\bar{q}_{AF} - \bar{q}_G)$$

onde C_{EG} é o coeficiente de transporte turbulento de vapor de água na vertical estimado a partir das propriedades aerodinâmicas da superfície do solo e \bar{q}_G é a umidade específica do ar na superfície do solo.

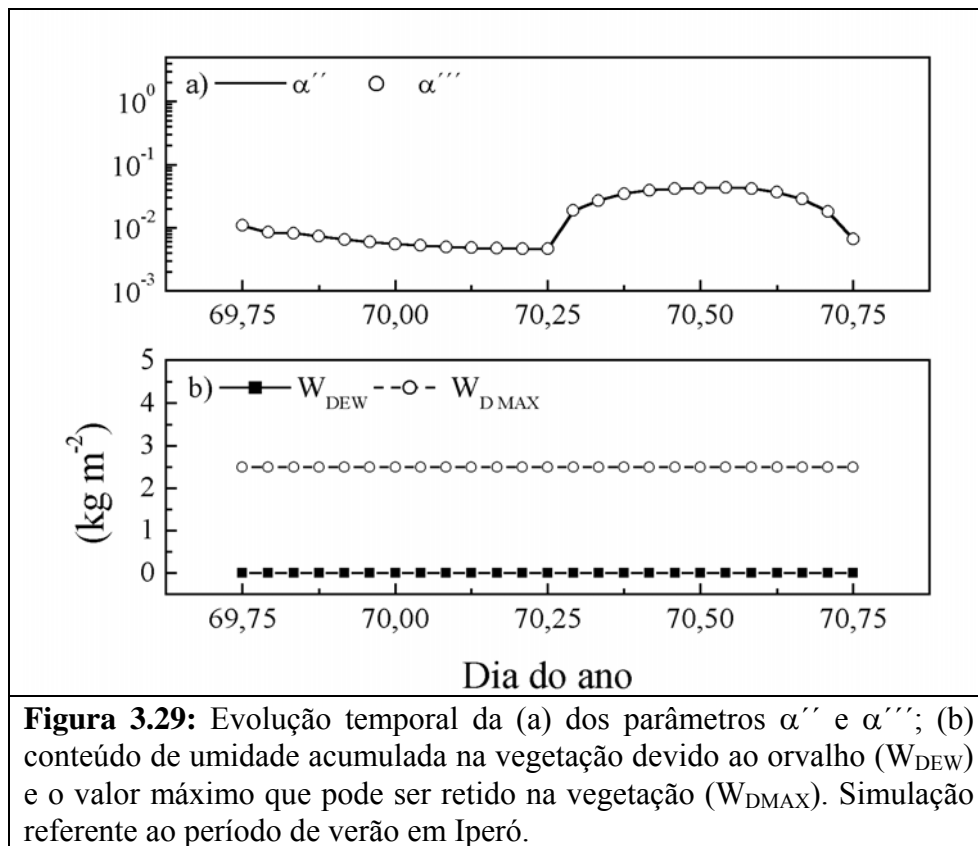


Figura 3.29: Evolução temporal da (a) dos parâmetros α'' e α''' ; (b) conteúdo de umidade acumulada na vegetação devido ao orvalho (W_{DEW}) e o valor máximo que pode ser retido na vegetação (W_{DMAX}). Simulação referente ao período de verão em Iperó.

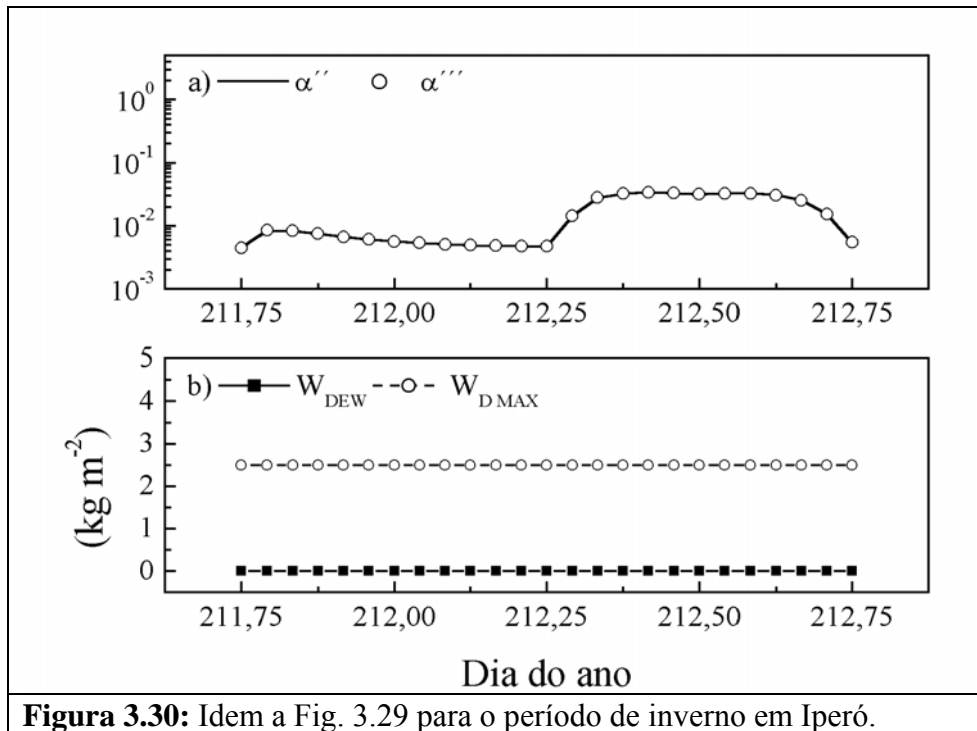


Figura 3.30: Idem a Fig. 3.29 para o período de inverno em Iperó.

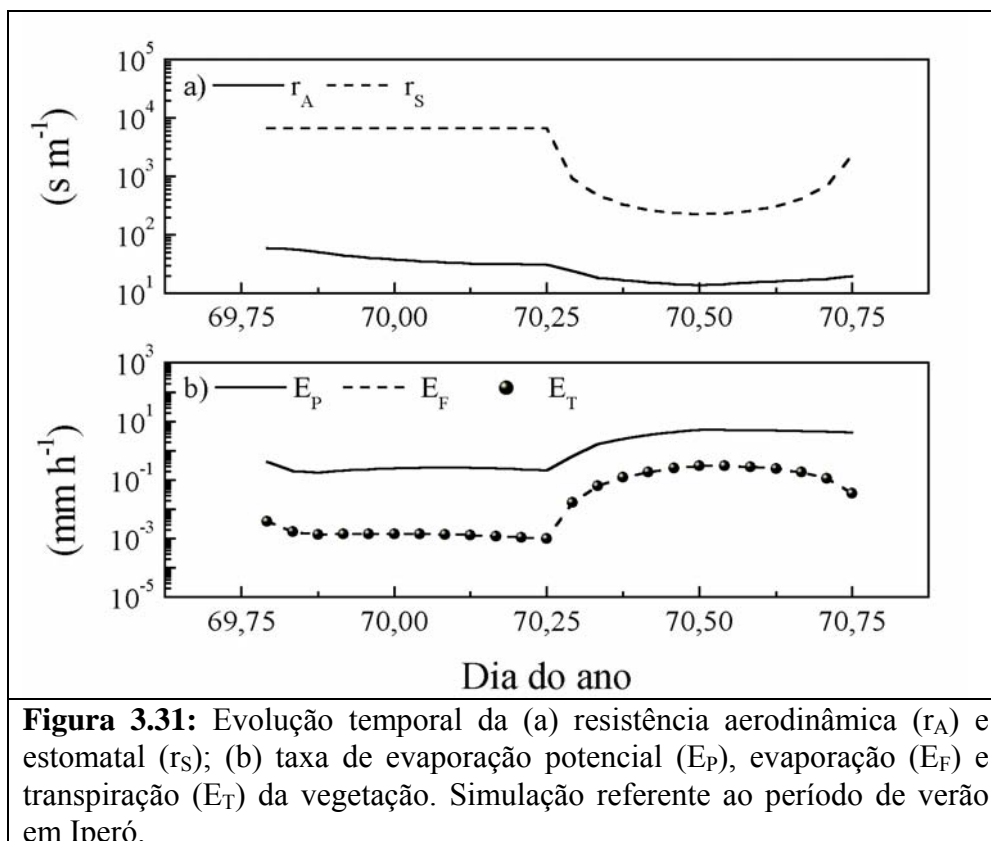
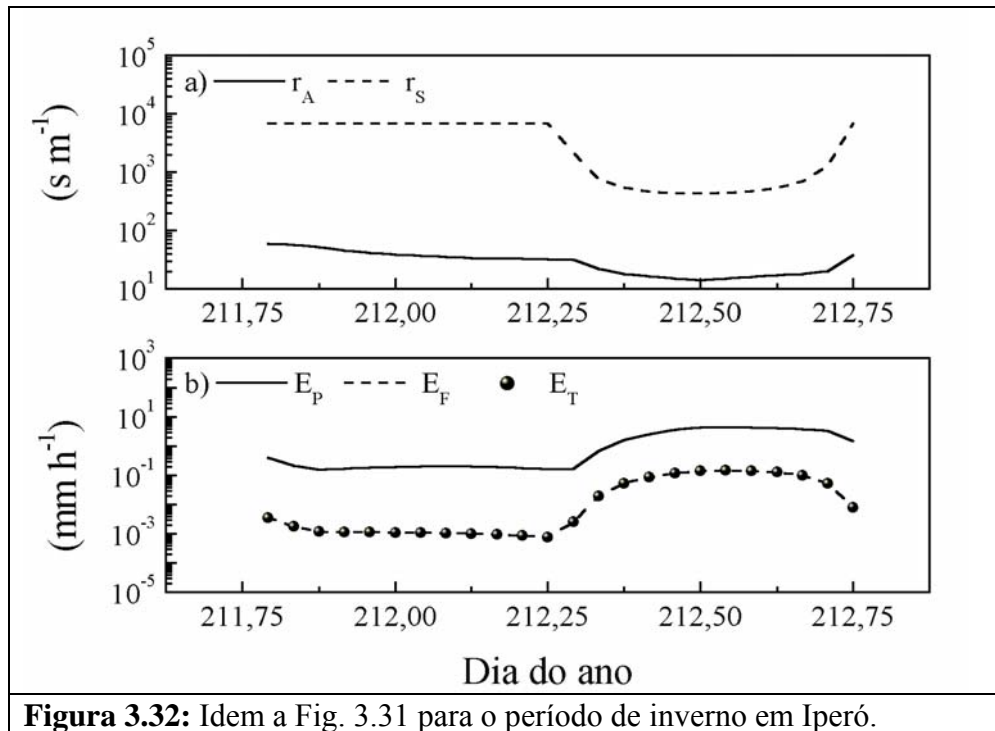


Figura 3.31: Evolução temporal da (a) resistência aerodinâmica (r_A) e estomatal (r_S); (b) taxa de evaporação potencial (E_P), evaporação (E_F) e transpiração (E_T) da vegetação. Simulação referente ao período de verão em Iperó.



O coeficiente de troca turbulenta de vapor no nível da superfície é calculado em função do coeficiente sobre o solo sem vegetação e sobre o solo coberto com vegetação através da seguinte relação:

$$C_{EG} = (1 - \sigma_F) C_{E0} + \sigma_F C_{Eh}$$

onde C_{E0} e C_{Eh} correspondem aos coeficientes de troca turbulenta sobre superfícies sem e com vegetação, respectivamente.

A umidade específica da superfície pode ser estimada a partir da seguinte relação:

$$\bar{q}_G = \alpha' \bar{q}_{SG} + (1 - \alpha') \bar{q}_{AF}$$

onde α' é a fração do volume disponível do solo ocupado com água líquida (fração de ocupação do solo pela umidade, seção 3.3.2), \bar{q}_{SG} umidade específica de saturação do ar no nível da superfície do solo estimada a partir da temperatura da superfície do solo (\bar{T}_G).

A umidade específica do ar sobre as folhas que compõem a vegetação é dada através da seguinte relação:

$$\bar{q}_F = \alpha'' \bar{q}_{SF} + (1 - \alpha'') \bar{q}_{AF}$$

onde α'' é a fração da evaporação potencial efetivamente gerada pelas folhas (fração da evaporação efetiva das folhas).

O fluxo vertical turbulento de calor latente sobre a superfície do solo, sob a vegetação, é calculado através da relação:

$$L_v E_G = -\rho_0 L_v C_{EG} \bar{U}_{AF} (\bar{q}_{AF} - \bar{q}_G)$$

O fluxo vertical turbulento de calor sensível na superfície do solo, sob a vegetação, é calculado através da seguinte relação:

$$H_G = -\rho_0 c_p C_{HG} \bar{U}_{AF} (\bar{T}_{AF} - \bar{T}_G)$$

onde C_{HG} é o coeficiente de troca turbulenta de calor na superfície e \bar{T}_G é a temperatura da superfície do solo.

O coeficiente de troca turbulenta no nível da superfície é calculado em função do coeficiente sobre um solo sem vegetação C_{H0} e sobre o solo coberto com vegetação C_{Hh} através da seguinte relação:

$$C_{HG} = (1 - \sigma_F) C_{H0} + \sigma_F C_{Hh}$$

A temperatura do ar no interior do dossel da vegetação é estimada através da média ponderada entre as temperaturas da superfície, da vegetação e do ar no nível de referência através da seguinte relação:

$$\bar{T}_{AF} = (1 - \sigma_F) \bar{T}_A + \sigma_F (A_{TAF} \bar{T}_A + B_{TAF} \bar{T}_F + C_{TAF} \bar{T}_G)$$

onde A_{TAF} , B_{TAF} e C_{TAF} são constantes indicadas na Tab. 3.21.

As evoluções temporais dos fluxos de calor sensível e latente na superfície do solo e no topo da vegetação são apresentados nas figuras 3.33 e 3.34 para as condições de verão e inverno. De um modo geral não existe grandes diferenças no comportamento de H_h simulado para o inverno e o verão (Figs. 3.33a e 3.34a). O maior contraste gerado pelo esquema ISBA está nos valores do fluxo de calor latente, com $L_v E_h$ atingindo valores máximos diurnos da ordem de 400 W m^{-2} no verão e cerca de 200 W m^{-2} no inverno (Figs. 3.33b e 3.34b). É interessante observar que o ciclo diurno de H_h e $L_v E_h$, e portanto da entrada de calor sensível e vapor na CLP, são modificados de diferentes

maneiras pela presença da vegetação. A vegetação atrasa o horário do máximo diurno de $L_V E_h$ e amplifica o seu valor, por outro lado ela atrasa o horário do máximo que H_h e diminui o seu valor.

3.3.5. Estimativa da temperatura da superfície da folhagem

Para estimar a temperatura da superfície da folhagem utiliza-se a equação do balanço de energia para a camada de vegetação assumindo que não ocorre armazenamento de calor no dossel. A equação que expressa o balanço de energia neste caso tem a seguinte forma:

$$(Rn_h - Rn_G) = - (H_h - H_G) - (L_V E_h - L_V E_G)$$

Substituindo os respectivos termos na equação acima obtém-se:

$$\left\{ 1 - \left[\frac{(1 - \sigma_F)}{1 - \sigma_F \alpha_F \alpha_G} \right] - \sigma_F \alpha_F \right\} OC \downarrow_h + \sigma_F \left[\frac{\varepsilon_F + \varepsilon_F (1 - \varepsilon_G)(1 - 2\sigma_F + \sigma_F \varepsilon_F)}{1 - \sigma_F (1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right] OL \downarrow_h - \sigma_F \left[\frac{\varepsilon_F}{1 - \sigma_F (1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right] \varepsilon_G \sigma \bar{T}_G^4 + \sigma_F \left[\frac{2 - \sigma_F (2 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)}{1 - \sigma_F (1 - \varepsilon_F)(1 - \varepsilon_G)} \right] \varepsilon_F \sigma \bar{T}_F^4 = 1,1 N \rho_0 c_p C_F \bar{U}_{AF} (\bar{T}_{AF} - \bar{T}_F) + N \rho_0 L_V C_F \bar{U}_{AF} \alpha'' (\bar{q}_{AF} - \bar{q}_{SF})$$

Para estimar a temperatura da vegetação os termos envolvendo \bar{T}_F foram linearizados através da seguinte relação:

$$\bar{T}_F^{n+1} \approx \bar{T}_F^n + 4 \bar{T}_F^n (\bar{T}_F^{n+1} - \bar{T}_F^n)$$

onde \bar{T}_F^{n+1} e \bar{T}_F^n correspondem aos valores de \bar{T}_F no tempo $t = (n+1)\Delta t$ e $t = n\Delta t$ respectivamente.

Além disso, a umidade específica de saturação do ar sobre a vegetação \bar{q}_{SF} foi estimada através da seguinte expressão:

$$\bar{q}_{SF}^{n+1} = \bar{q}_{SF}^n + \frac{dq_s}{dT} (\bar{T}_F^{n+1} - \bar{T}_F^n)$$

onde \bar{q}_{SF}^{n+1} é a umidade específica de saturação do ar sobre a vegetação no tempo $t = n\Delta t$, é obtida como a umidade específica de saturação a temperatura da superfície das folhas através da fórmula de Tétens:

$$\bar{q}_{SF}^{n+1} = \left(\varepsilon \frac{e_0}{p_{00}} \right) \exp \left[A_{QS} \left(\frac{\bar{T}_F^{n+1} - B_{QS}}{\bar{T}_F^{n+1} - C_{QS}} \right) \right]$$

onde e_0 é a pressão de vapor de saturação a 0°C , p_{00} é a pressão atmosférica no nível da superfície, A_{QS} , B_{QS} e C_{QS} são constantes indicadas na Tab. 3.21.

A taxa de variação da umidade específica de saturação é calculada através da expressão de Clausius-Clapeyron na seguinte forma discreta:

$$\frac{dq_s^n}{dT} = \varepsilon \frac{L_v}{R_d} \frac{\bar{q}_{SF}^n}{T_F^{n2}}$$

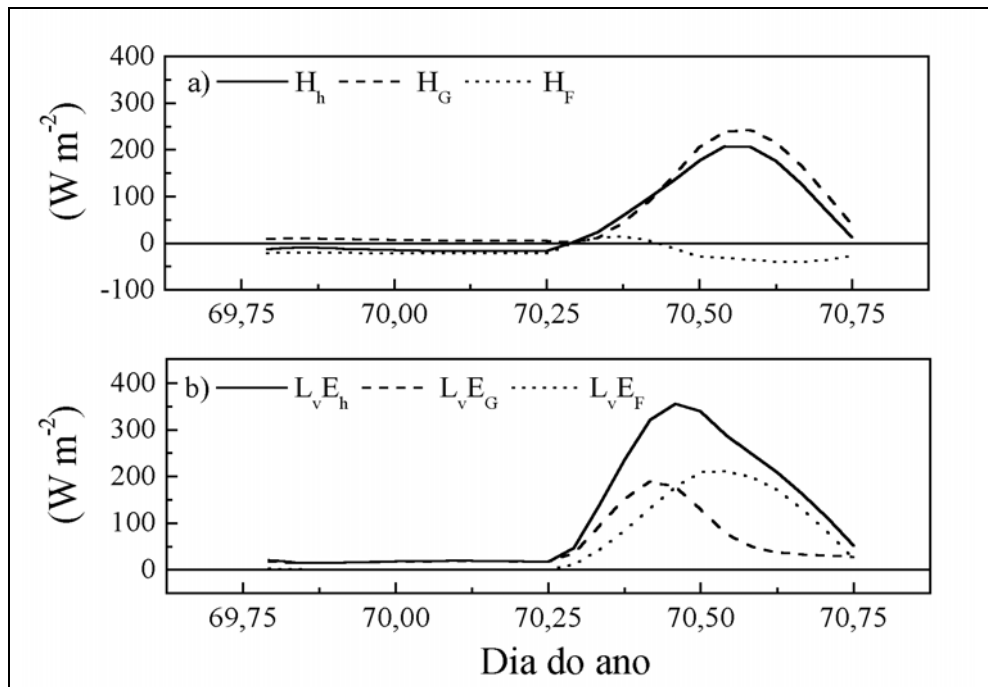


Figura 3.33: Evolução temporal do (a) fluxo de calor sensível no topo do dossel (H_h), na superfície do solo (H_G) e na superfície da vegetação (H_F); (b) fluxo de calor latente no topo do dossel ($L_v E_h$), na superfície do solo ($L_v E_G$) e na superfície da vegetação ($L_v E_F$). Simulação referente ao período de verão em Iperó.

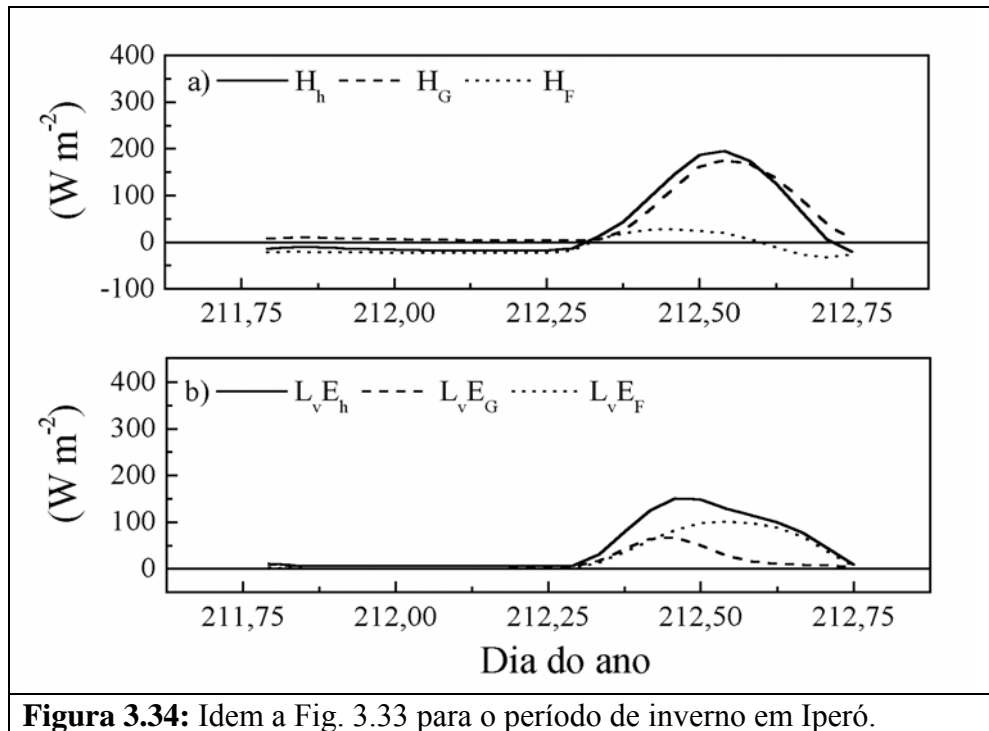


Figura 3.34: Idem a Fig. 3.33 para o período de inverno em Iperó.

As evoluções temporais da temperatura e umidade específica do ar no interior do dossel da vegetação (\bar{T}_{AF} , \bar{q}_{AF}) são apresentadas nas figuras 3.35 e 3.36. O ciclo destas propriedades no interior do dossel reflete o da temperatura e umidades específica do ar no nível de referência (\bar{T}_A , \bar{q}_A), da superfície da vegetação (\bar{T}_F , \bar{q}_F) e da superfície (\bar{T}_G , \bar{q}_G). Verifica-se nesta figura que tanto a temperatura do ar no nível de referência (segundo nível do modelo) e da superfície da vegetação apresentam um ciclo diurno muito similar. Apesar destas duas temperaturas terem sido calculadas de forma distintas, elas apresentam um nível de acoplamento bastante grande devido ao nível de acoplamento existente ente a superfície e a CLP. Nas simulações da CLP a temperatura e a umidade específica do ar no interior do dossel da vegetação são usadas como condição de contorno inferior do modelo. Assim, a temperatura potencial e umidade específica do ar no primeiro nível do modelo são estimadas através da seguinte expressão:

$$\bar{\theta}_1 = \bar{T}_{AF} \left(\frac{p_1}{p_{00}} \right)^{R_D/c_p}$$

$$\bar{q}_1 = \bar{q}_{AF}$$

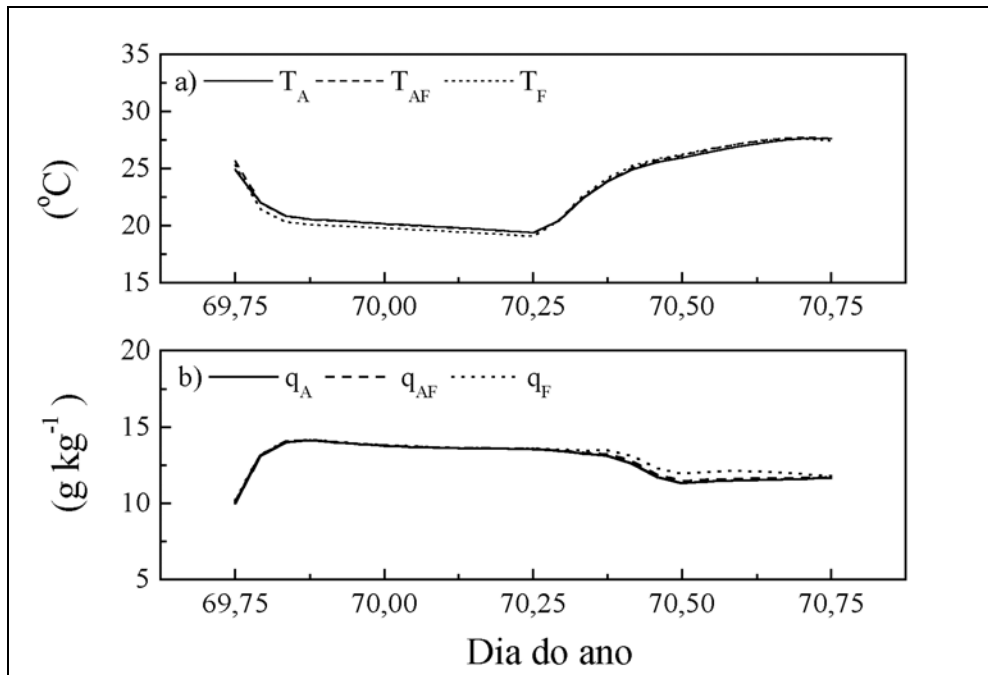


Figura 3.35: Evolução temporal da (a) temperatura do ar no nível de referência (\bar{T}_A), temperatura do ar no interior do dossel (\bar{T}_{AF}) e temperatura do ar na superfície da vegetação (\bar{T}_F); (b) umidade específica do ar no nível de referência (\bar{q}_A), umidade específica do ar no interior do dossel (\bar{q}_{AF}) e umidade específica do ar na superfície da vegetação (\bar{q}_F). Simulação referente ao período de verão em Iperó.

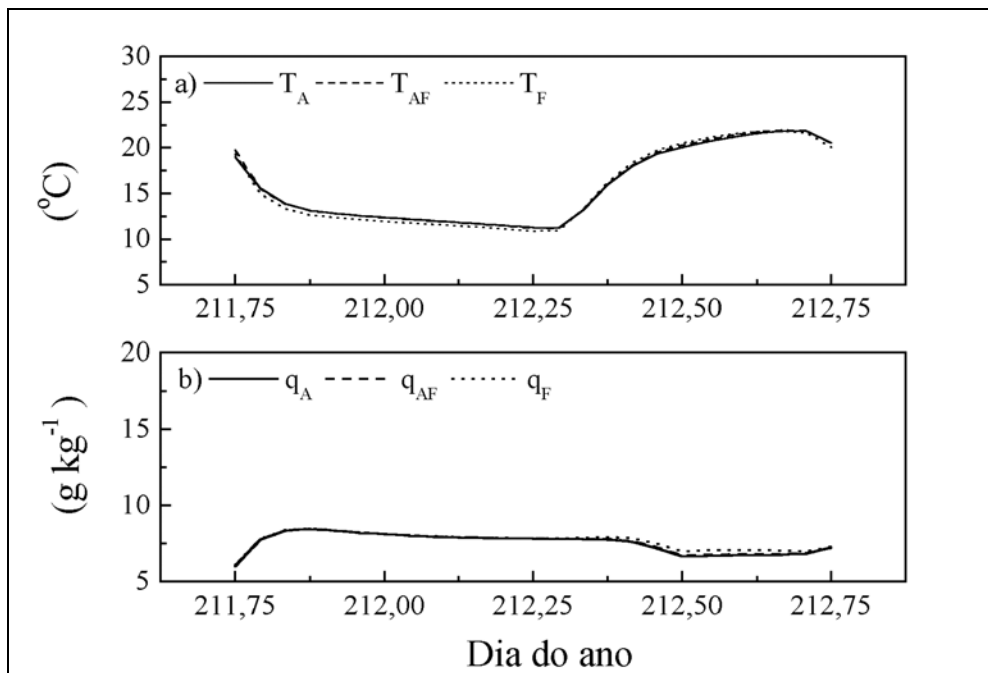
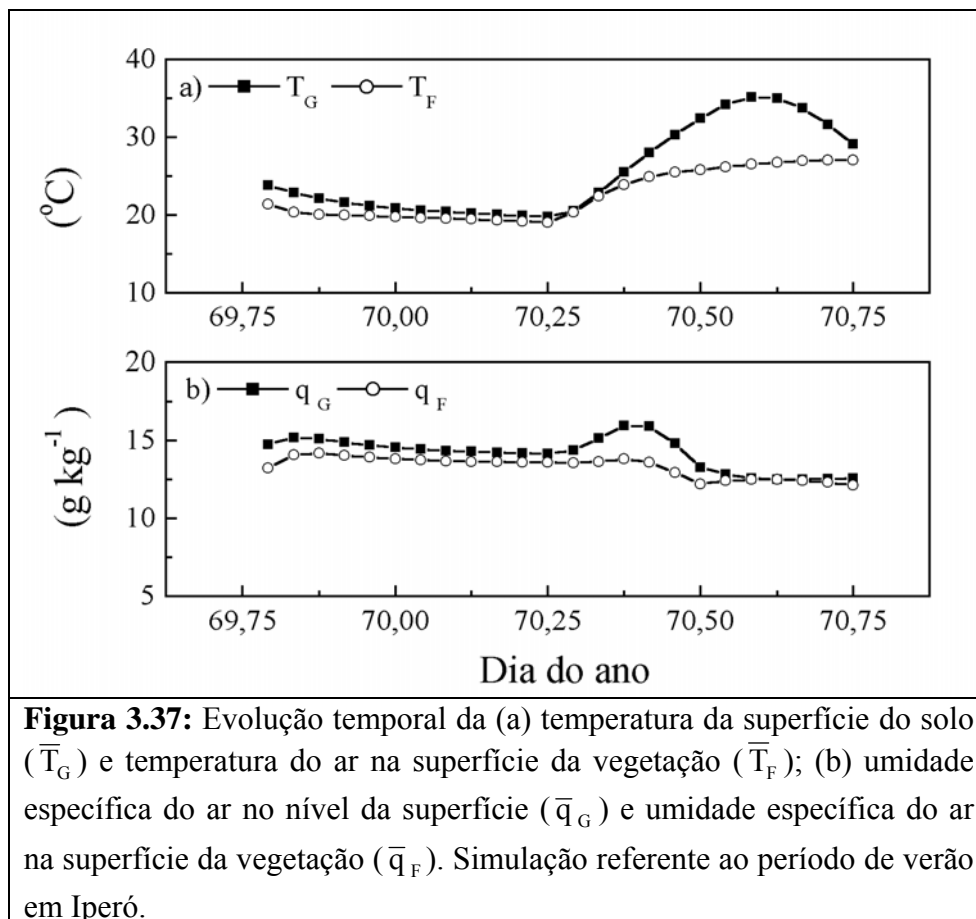


Figura 3.36: Idem a Fig. 3.35 para o período de inverno em Iperó.

O ciclo diurno das temperaturas da superfície da vegetação e do solo é indicado nas figuras 3.37 e 3.38. Verifica-se que a temperatura e a umidade específica da vegetação permanecem sistematicamente maiores do que a temperatura e umidade específica da superfície do solo durante o período de 24 horas tanto no inverno quanto no verão. O comportamento da umidade específica do ar é explicado pelo fato dela ter sido calculada em função da umidade específica de saturação na temperatura da superfície do solo e da vegetação e desta última permanecer sistematicamente maior do que a da vegetação (Figs. 3.38a e 3.39a). O impacto da temperatura da superfície é maior também devido ao fato da fração de ocupação do solo pela umidade (α' nas figuras 3.18b e 3.19b) ser cerca de duas ordens de grandeza maior do que a fração de evaporação efetiva das folhas (α'' nas figuras 3.29a e 3.30a).



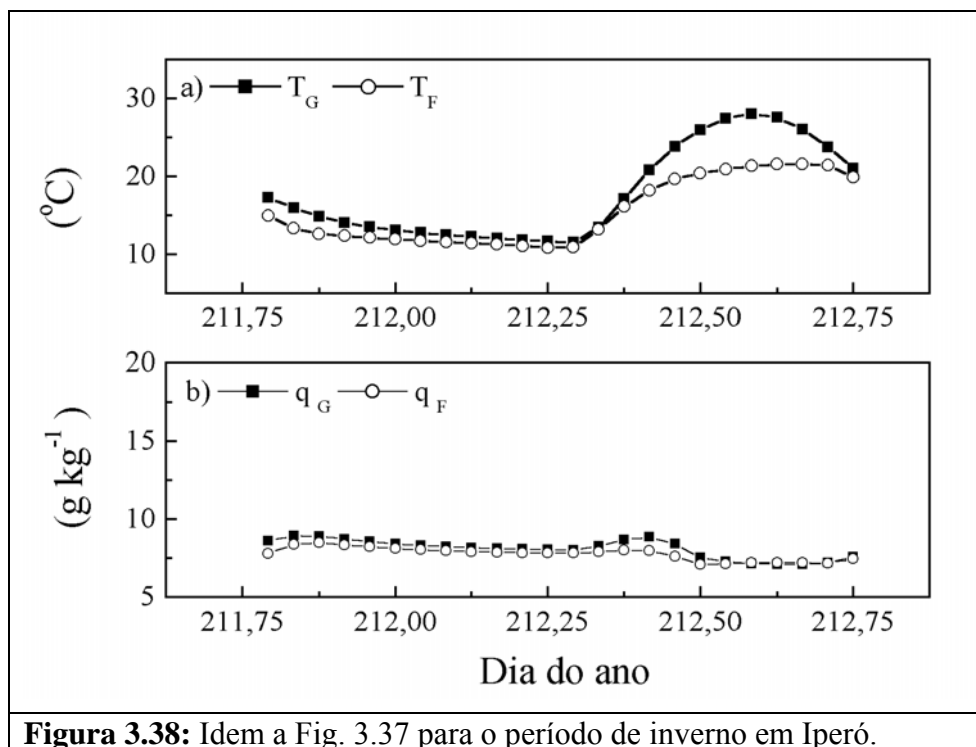


Figura 3.38: Idem a Fig. 3.37 para o período de inverno em Iperó.

3.3.6. Estimativa da temperatura da superfície do solo

A temperatura do solo apresenta um ciclo diurno e um ciclo anual. O ciclo diurno de temperatura do solo estende-se a uma profundidade da ordem de 10^{-1} m e reflete a resposta térmica das camadas mais rasas do solo ao ciclo diurno de energia na superfície na escala de tempo de um dia. O ciclo anual estende-se a uma profundidade da ordem de 1 m e representa a resposta térmica das camadas mais profundas do solo ao ciclo diurno de energia na superfície na escala de tempo de um ano. O ciclo anual de temperatura no solo responde em grande parte a entrada maior de calor no solo no período diurno, durante o verão, compensada por uma saída maior de calor do solo no período noturno, durante o inverno, de tal forma que não ocorra um aumento ou diminuição da energia no solo em uma escala de tempo de um ano. O modelo proposto por Deardorff (1978) baseia-se na existência de duas camadas de solo onde as propriedades térmicas são determinadas pelos ciclos diurno e anual de temperatura.

A primeira hipótese do modelo de duas camadas é que os ciclos diurno e anual de temperatura do solo podem ser adequadamente representados considerando o solo composto simultaneamente por duas camadas de espessura d_1 e d_2 ($d_1 < d_2$) e com temperatura média na vertical igual a \bar{T}_1 e \bar{T}_2 , respectivamente (Fig. 3.39).

O fluxo de calor na fronteira superior da camada mais rasa é dado por G_1 e contém todas as trocas de calor entre o solo e atmosfera na interface. Levando-se em conta o balanço de energia na superfície do solo o fluxo de calor na fronteira superior pode ser expresso como:

$$G_1 = Rn_G + H_G + LE_G$$

A segunda hipótese do modelo de duas camadas é que o fluxo de calor na fronteira inferior da camada mais rasa é proporcional a diferença entre a temperatura média da camada mais rasa e a da mais profunda. Esta hipótese resulta na seguinte expressão para o fluxo na fronteira inferior:

$$G_2 = -K_s \frac{(\bar{T}_1 - \bar{T}_2)}{d_1}$$

onde K_s é a condutividade térmica do solo. O fluxo de calor na interface inferior da camada mais rasa determina a interação entre as duas camadas. Este fluxo de calor faz com que a temperatura da camada mais rasa sempre convirja para a temperatura da camada mais profunda.

Estas hipóteses permitem expressar a evolução temporal da temperatura da camada mais externa integrando-se na vertical a equação de conservação de calor:

$$\frac{\partial \bar{T}_1}{\partial t} = -\frac{G_1}{\rho_s c_s d_1} - \frac{K_s}{\rho_s c_s d_1^2} (\bar{T}_1 - \bar{T}_2)$$

ρ_s e c_s são a densidade e o calor específico do solo.

Uma solução da equação de difusão de calor no solo para condições idealizadas é $T(z, t) = T_\infty + \Delta T \{e^{z/d} \sin[\omega(t - t_0) + z/d]\}$. Esta solução é obtida considerando o ciclo de temperatura na superfície igual a $T(0, t) = T_\infty + \Delta T \sin[\omega(t - t_0)]$, onde ΔT é a amplitude em torno de T_∞ a temperatura na camada onde variação diurna não é mais observada, ω é a frequência angular do ciclo de temperatura, t_0 representa o instante quando a temperatura da superfície é igual a T_∞ , $d = \sqrt{\kappa_s \tau / \pi}$ é a profundidade de amortecimento do ciclo de temperatura, $\kappa_s = (K_s / \rho_s c_s)$ é a difusividade térmica do solo, τ é o período do ciclo de temperatura da superfície e z é a coordenada vertical orientada positivamente para cima com a origem na superfície. O fluxo de calor associado é igual a $G(z, t) = -(\Delta T \sqrt{\rho_s c_s K_s \omega}) \{e^{z/d} \sin[\omega(t - t_0) + z/d + \pi/4]\}$. Nessa solução, o solo é considerado homogêneo e dessa forma as suas propriedades térmicas (c_s , K_s , κ_s) e a sua densidade (ρ_s) não variam no tempo e no espaço.

A terceira hipótese do modelo de duas camadas consiste em impor que a solução da equação de difusão de calor para o solo homogêneo forçada pelo ciclo diurno de temperatura da superfície satisfaz a equação que descreve a evolução temporal da temperatura na camada mais rasa. Para que isso ocorra as seguintes condições devem ser satisfeitas:

- $T(z, t) = \bar{T}_1(t)$ para $-d_1 \leq z \leq 0$
- $T(z, t) = \bar{T}_2(t)$ para $z < -d_1$;

Neste caso a frequência angular do ciclo diurno é dada por $\omega = 2\pi / \tau_D$, onde $\tau_D = 86400$ s representa a duração de um dia.

Assim, considerando as hipóteses acima a expressão que determina a evolução temporal da temperatura da camada mais rasa camada do solo assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{T}_1}{\partial t} = -c_1 \frac{G_1}{\rho_s c_s d_1^*} - c_2 \frac{(\bar{T}_1 - \bar{T}_2)}{\tau_D}$$

onde $d_1^* = \sqrt{\tau_D \kappa_s}$ é equivalente a profundidade de amortecimento do solo homogêneo, $c_1 = 2\sqrt{\pi}$ e $c_2 = 2\pi$.

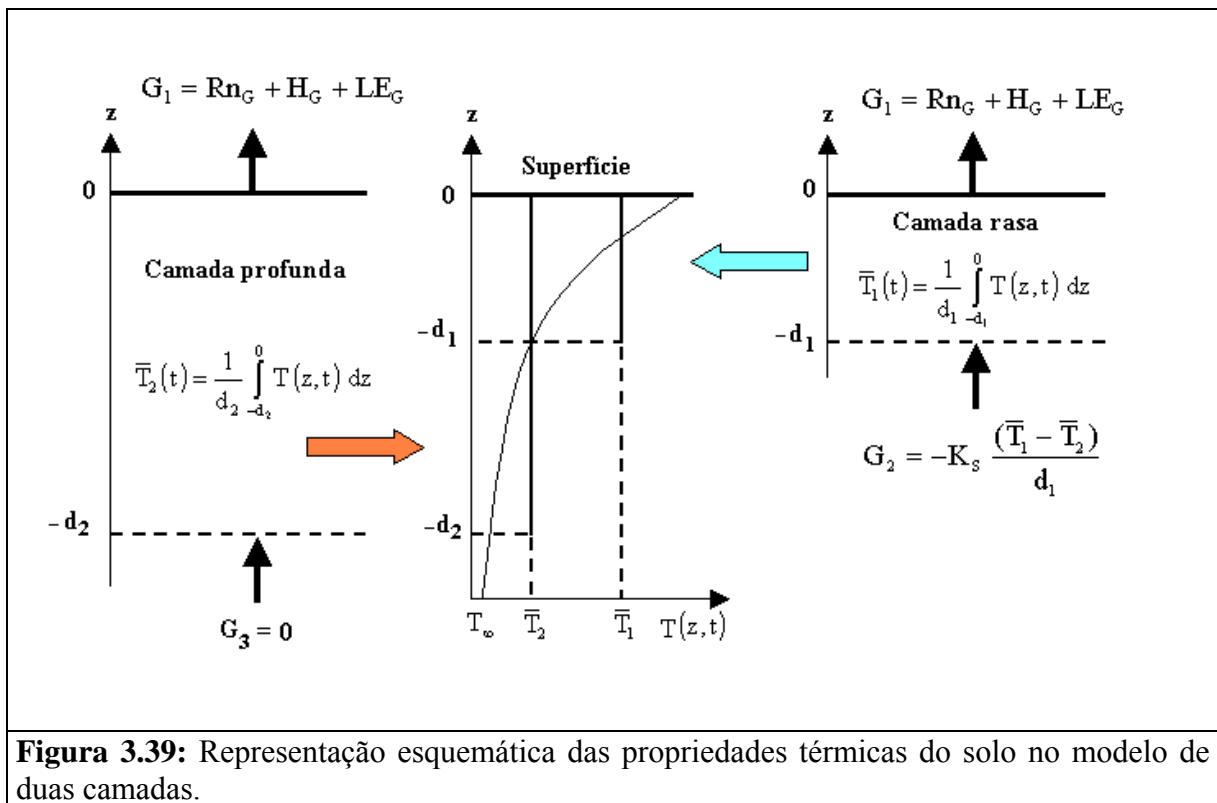


Figura 3.39: Representação esquemática das propriedades térmicas do solo no modelo de duas camadas.

A taxa de variação da temperatura da camada mais profunda é determinada considerando que a solução de difusão de calor para o solo homogêneo forçada pelo ciclo anual de temperatura da superfície satisfaz a equação da conservação de energia integrada ao longo da camada de profundidade d_2 e considerando o fluxo de calor na fronteira inferior nulo ($G_3=0$). Esta taxa de variação de temperatura assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{T}_2}{\partial t} = -c_1 \frac{G_1}{\rho_s c_s d_2^*}$$

onde $d_2^* = \sqrt{\tau_A \kappa_s}$ é a profundidade equivalente à profundidade de amortecimento do ciclo anual, onde $\tau_A = 365,25\tau_D$ representa a duração média de um ano.

A temperatura da superfície do solo \bar{T}_G será representada pela temperatura da camada mais rasa do solo \bar{T}_1 . Deve ser ressaltado que a amplitude do ciclo diurno da temperatura da superfície é subestimada neste modelo de duas camadas.

Nas figuras 3.40a e 3.41a são apresentadas as evoluções temporais da temperatura da primeira e segunda camada de solo simuladas para os dias 69-70 (Verão) e 211-212 (Inverno) em Iperó. Verifica-se que a temperatura da camada mais externa responde ao ciclo diurno do fluxo de calor no solo (Figs. 3.40b e 3.41b) enquanto que na camada mais profunda a variação é bem menor. É interessante observar que não existe um contraste muito grande entre a amplitude do ciclo diurno de temperatura e fluxo de calor simulado durante o verão (Fig. 3.40) e o inverno (Fig. 3.41). Por outro lado a defasagem entre a temperatura e o fluxo de calor no solo é maior no verão.

3.3.7. Efeito da umidade nas propriedades térmicas do solo

O efeito da variação da umidade do solo sobre o ciclo diurno e anual de temperatura neste modelo é levado em conta estimando-se o impacto que a umidade tem sobre a capacidade térmica do solo, C_s , e sobre a condutividade térmica do solo K_s .

Na presença de umidade a capacidade térmica volumétrica do solo na camada mais rasa é dada por:

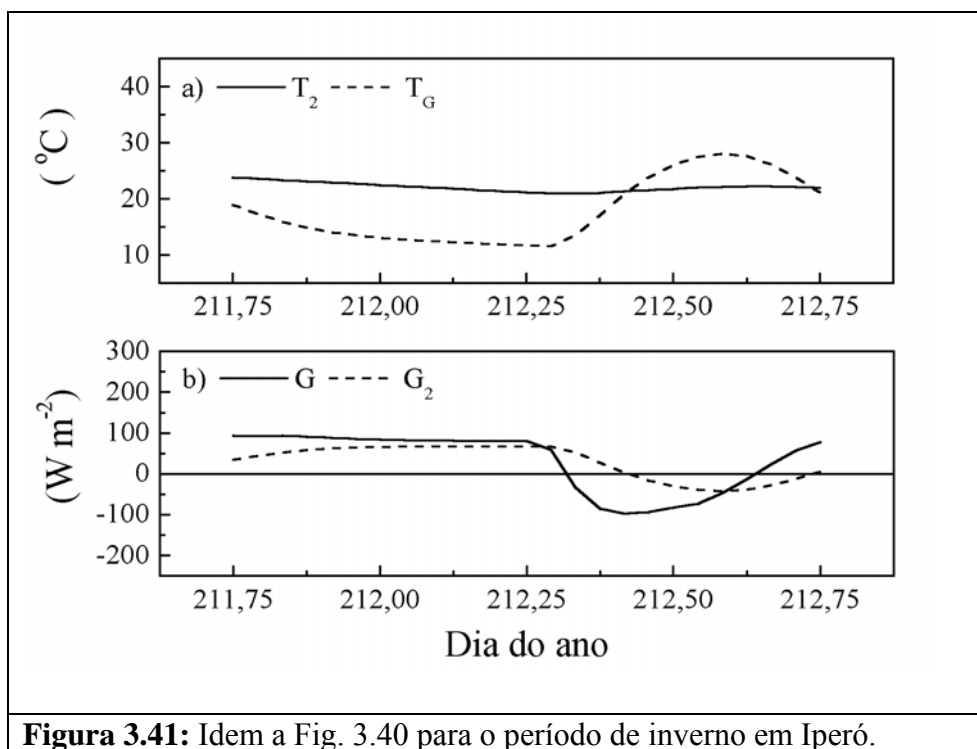
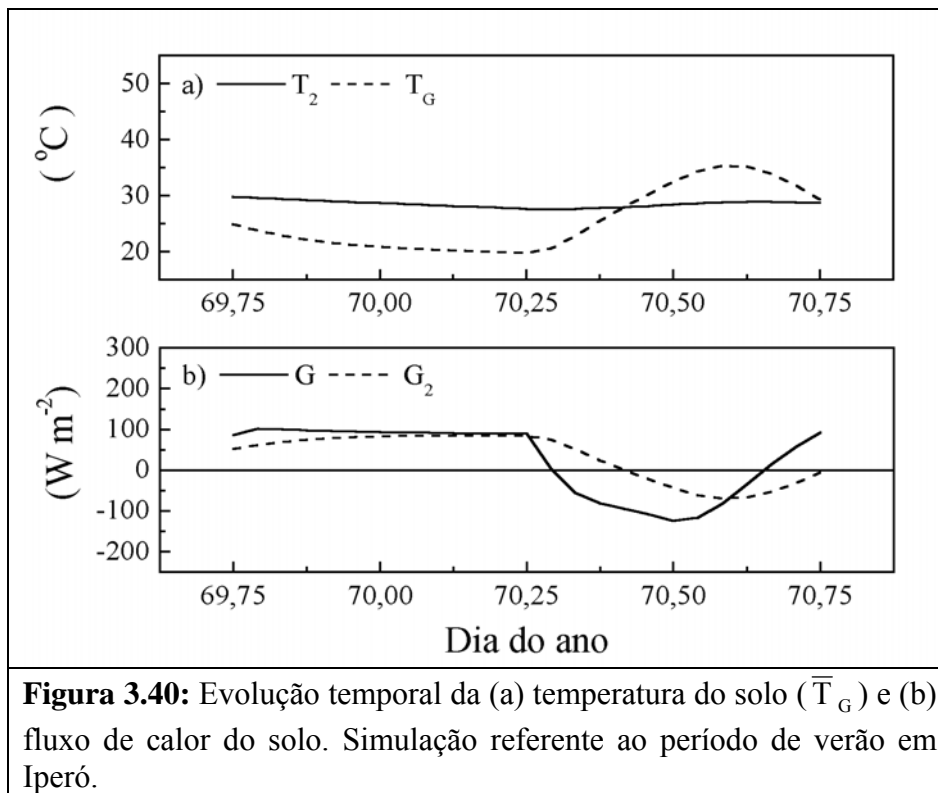
$$C_{S1} = A_{CS1} + B_{CS1} \bar{w}_1$$

onde A_{CS1} e B_{CS1} são constantes que dependem da constituição do solo (Tab. 3.21) e \bar{w}_1 é o valor do conteúdo de umidade da camada mais rasa de solo.

A capacidade térmica do solo na camada mais profunda do solo é dada por:

$$C_{S2} = A_{CS2} + B_{CS2} \bar{w}_2$$

onde A_{CS2} e B_{CS2} são constantes que dependem da constituição do solo (Tab. 3.21) e \bar{w}_2 é o valor da umidade do solo na camada mais profunda de solo.



A condutividade térmica da camada mais rasa do solo é dada por:

$$K_{S1} = A_{KS1} + B_{KS1} (\bar{w}_1)^{1/3}$$

onde A_{KS1} e B_{KS1} são constantes que dependem das características do solo (Tab. 3.21).

A condutividade térmica da camada mais profunda do solo é dada por:

$$K_{S2} = A_{KS2} + B_{KS2} (\bar{w}_2)^{1/3}$$

onde A_{KS2} e B_{KS2} são constantes que dependem das características do solo (Tab. 3.21).

A evolução diurna da condutividade e a capacidade térmica do solo, durante o verão e o inverno em Iperó, é apresentada nas figuras 3.42 e 3.43. A título de referência, os valores da condutividade do ar e da água são indicados nestas figuras. Verifica-se que a progressiva diminuição da umidade induz uma diminuição na condutividade e na capacidade térmica do solo. Os valores mais altos de condutividade e a capacidade térmica durante o período de verão estão relacionados ao maior conteúdo de umidade do solo nesta época do ano.

A profundidade equivalente à profundidade de amortecimento do ciclo diurno da camada mais rasa do solo é igual a:

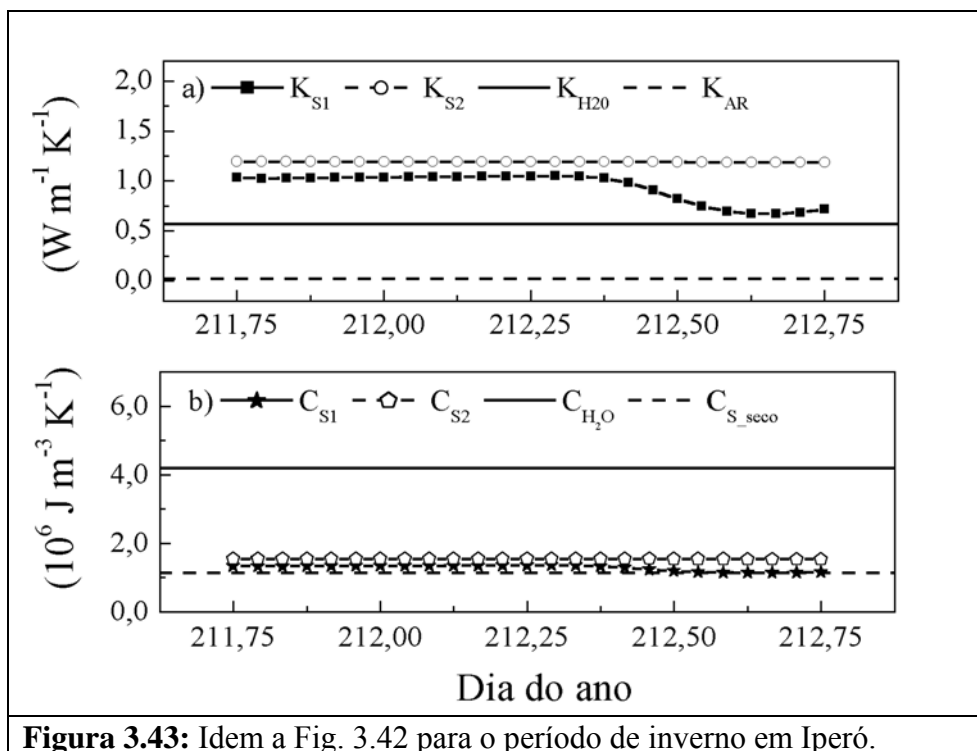
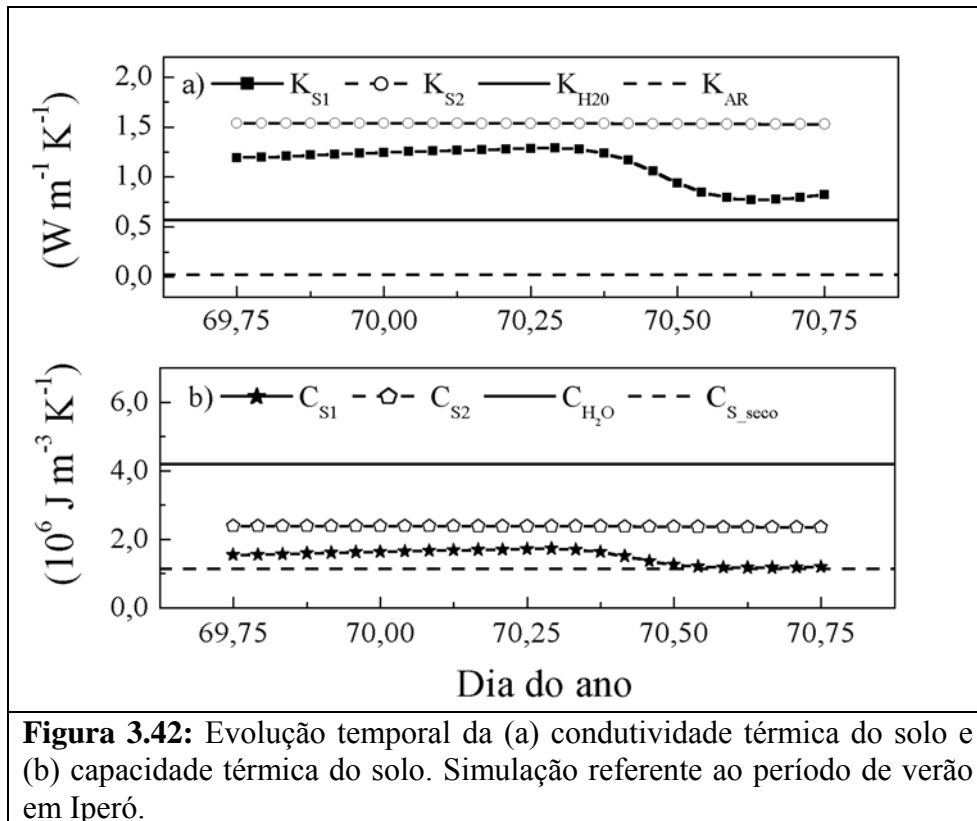
$$d_1^*(\bar{w}_1) = \sqrt{\tau_D \kappa_{S1}}$$

onde $\kappa_{S1} = K_{S1}/C_{S1}$ e a difusividade térmica da camada mais rasa.

A profundidade equivalente à profundidade de amortecimento do ciclo diurno de temperatura da considerando as propriedades da camada mais profunda do solo é igual a:

$$d_1^*(\bar{w}_2) = \sqrt{\tau_D \kappa_{S2}}$$

onde $\kappa_{S2} = K_{S2}/C_{S2}$ é a difusividade térmica da camada mais profunda.



O denominador do primeiro termo da equação que descreve a difusão de calor na camada mais rasa do solo assume a seguinte forma:

$$\rho_s c_s d_1^* = \alpha^{iv} C_{S1} d_1^*(\bar{w}_1) + (1 - \alpha^{iv}) C_{S2} d_1^*(\bar{w}_2)$$

onde o fator de proporcionalidade α^{iv} é determinado pela seguinte relação:

$$\alpha^{iv} = A_{\alpha 4} + B_{\alpha 4} \frac{\bar{w}_1}{\bar{w}_2}$$

onde $A_{\alpha 4}$ e $B_{\alpha 4}$ são constantes que depende das características do solo (Tab. 3.21).

A evolução da temperatura da camada mais profunda utiliza a capacidade térmica corrigida pelo conteúdo de umidade desta camada, ou seja $\rho_s c_s = C_{S2}$.

Os efeitos da variação da umidade do solo sobre a difusividade térmica e a profundidade de amortecimento do solo são apresentados nas figuras 3.44 e 3.45. Verifica-se nestas figuras que durante o verão este efeito não é tão importante quanto no caso da condutividade térmica e capacidade térmica do solo (Fig. 3.44). Nas figuras 3.46 e 3.47 são apresentadas as evoluções temporais da umidade média do solo (\bar{w}_s) e da razão α^{iv} . Tanto a umidade (Fig. 3.46a e 47a) quanto a razão (Fig. 3.46b e 3.47b) apresentam as maiores variações no verão. Com foi verificado, a umidade varia em resposta a maior evapora-transpiração diurna que ocorre no verão.

3.3.8. Estimativa da umidade da superfície do solo

O conteúdo de umidade do solo pode ser expresso em porcentagem do volume do solo ou também em termos da altura da coluna de líquido resultante da distribuição horizontal de toda a parte líquida do solo em um cubo de volume unitário de solo. No modelo descrito neste trabalho a umidade do solo é expressa em termos de altura da coluna de líquida e será referida como conteúdo de umidade do solo.

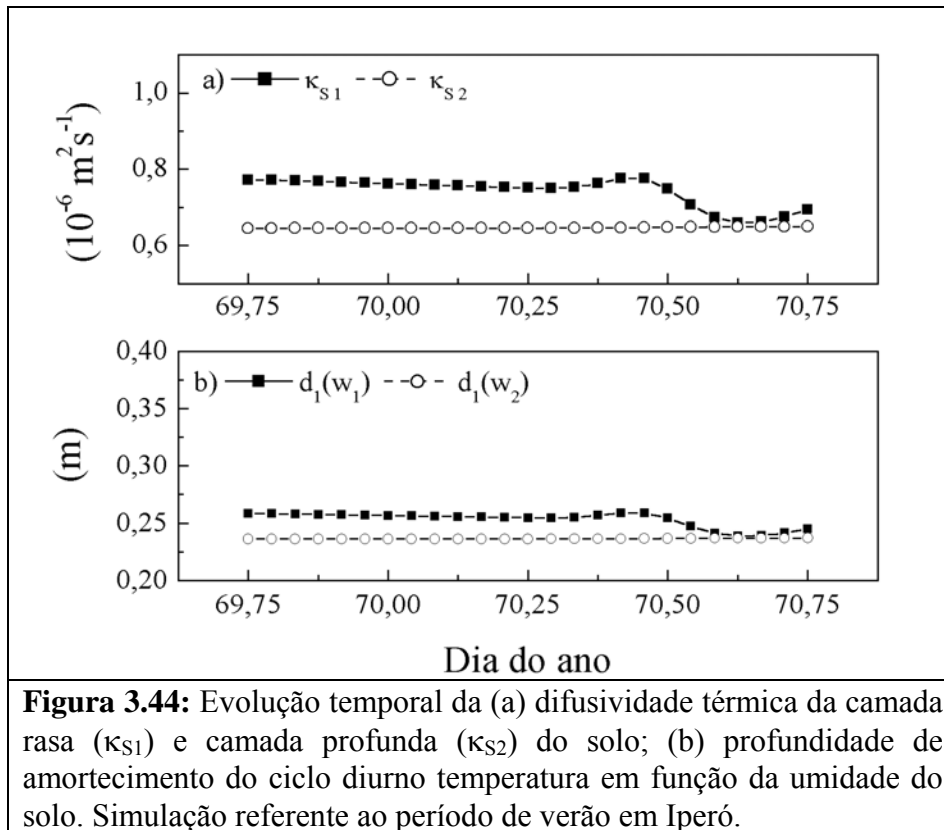


Figura 3.44: Evolução temporal da (a) difusividade térmica da camada rasa (κ_{S1}) e camada profunda (κ_{S2}) do solo; (b) profundidade de amortecimento do ciclo diurno temperatura em função da umidade do solo. Simulação referente ao período de verão em Iperó.

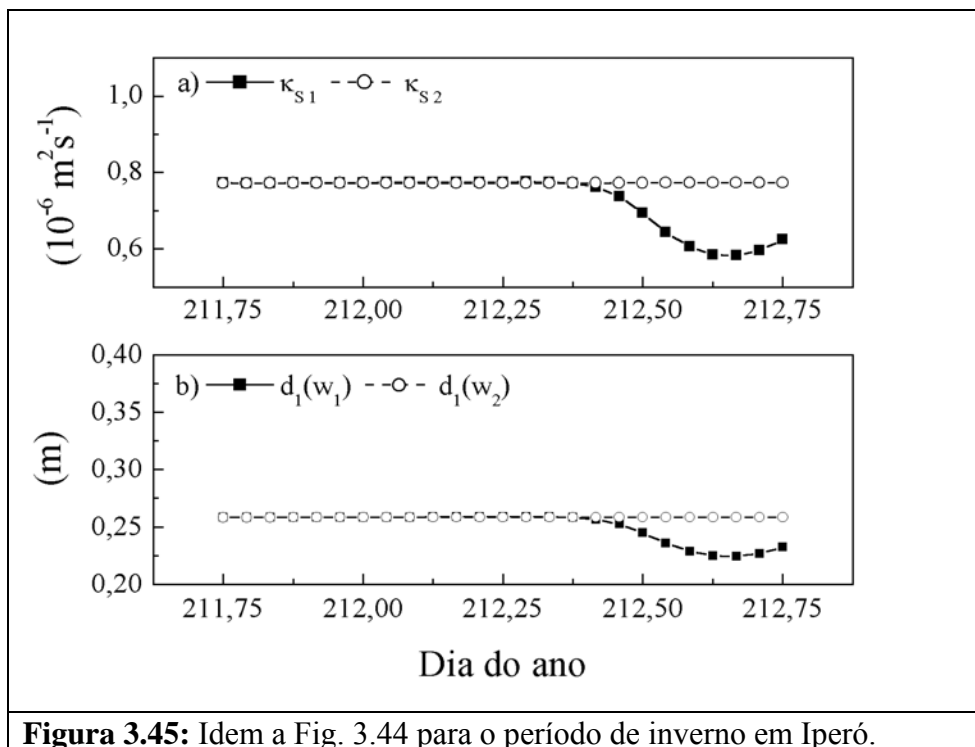


Figura 3.45: Idem a Fig. 3.44 para o período de inverno em Iperó.

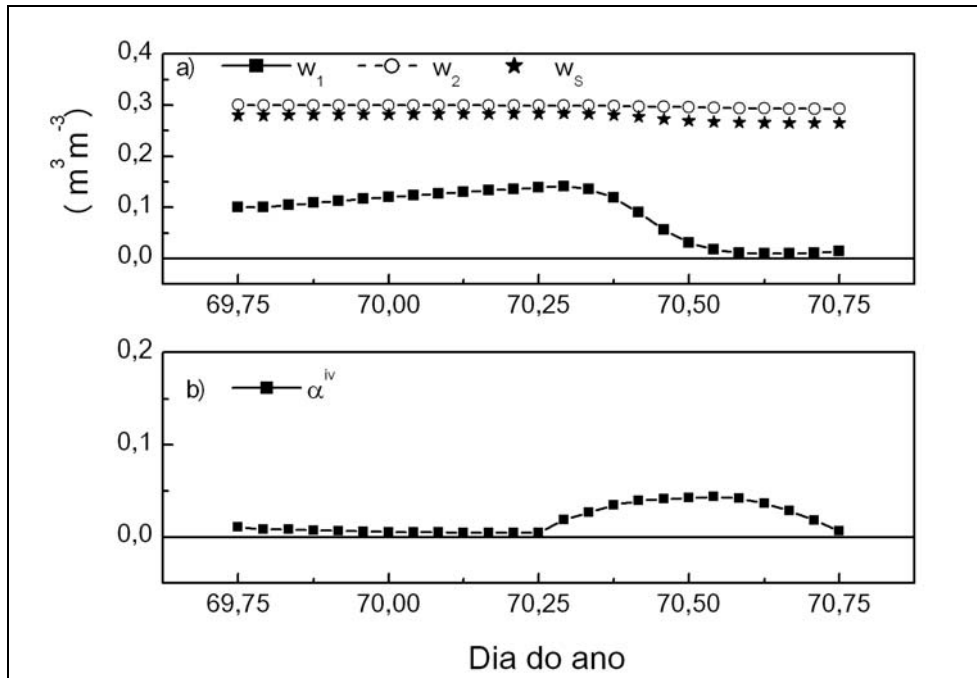


Figura 3.46: Evolução temporal da (a) conteúdo de umidade da primeira (\bar{w}_1), segunda camada (\bar{w}_2) e média (\bar{w}_s) do solo; (b) fração usada na estimativa da capacidade térmica do solo. Simulação referente ao período de verão em Iperó.

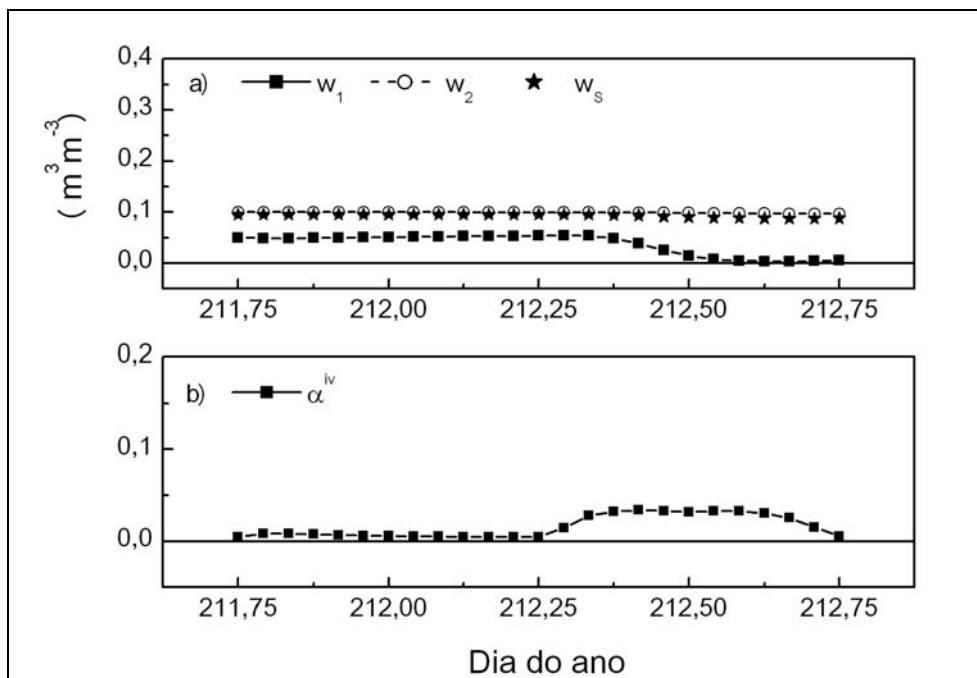


Figura 3.47: Idem a Fig. 3.46 para o período de inverno em Iperó.

O conteúdo de umidade da superfície do solo é estimado através da evolução temporal do conteúdo de umidade em duas camadas de solo adjacentes a superfície (Fig. 3.48). O método supõe que a umidade do solo tem um comportamento similar ao da temperatura do solo, tal que o conteúdo de umidade na camada mais rasa está associado ao ciclo diurno enquanto na camada mais profunda o conteúdo de umidade varia em uma escala anual.

As equações que descrevem o conteúdo de umidade no solo assumem a seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{w}_1}{\partial t} = -c'_1 \frac{F_{w1}}{\rho_w d'_1} - c'_2 \frac{\bar{w}_1 - \bar{w}_2}{\tau_D}$$

$$\frac{\partial \bar{w}_2}{\partial t} = -\frac{F_{w1}}{\rho_w d'_2}$$

onde c'_1 e c'_2 são coeficientes da equação de conservação de umidade na camada do mais rasa do solo solo, ρ_w é a densidade da água, d'_1 e d'_2 são profundidades do solo influenciadas, respectivamente, pelo ciclo diurno e anual de umidade, F_{w1} é o fluxo vertical de umidade no solo na superfície. Na expressão acima foi assumido que o fluxo na fronteira inferior da camada mais rasa é dada pela seguinte expressão:

$$F_{w2} = -K_w \frac{(\bar{w}_1 - \bar{w}_2)}{d'_1}$$

onde K_w representa a condutividade hidráulica do solo. Na expressão para a taxa de variação temporal do ciclo diurno de umidade do solo K_w foi absorvido na definição da constante c'_2 .

As profundidades do solo influenciadas pelos ciclos diurno e anual de umidade, d'_1 e d'_2 respectivamente, são assumidas constantes (Tabela 3.21). Por outro lado, o coeficiente c'_1 é estimado através da seguinte relação:

$$c'_1 = \begin{cases} A_{C1} & \frac{\bar{w}_1}{\bar{w}_{MAX}} \geq 0,75 \\ B_{C1} - C_{C1} \left(\frac{w_1}{w_{MAX}} - D_{C1} \right) & 0,75 \geq \frac{\bar{w}_1}{\bar{w}_{MAX}} \geq 0,15 \\ B_{C1} & \frac{\bar{w}_1}{\bar{w}_{MAX}} \geq 0,15 \end{cases}$$

onde A_{C1} , B_{C1} , C_{C1} e D_{C1} dependem das características do solo (Tab. 3.21) e w_{MAX} corresponde ao máximo conteúdo de umidade do solo estimado através da seguinte relação:

$$w_{MAX} = A_{WMAX} w_K$$

A_{WMAX} é um constante (Tab. 3.21) e w_K é a umidade crítica do solo.

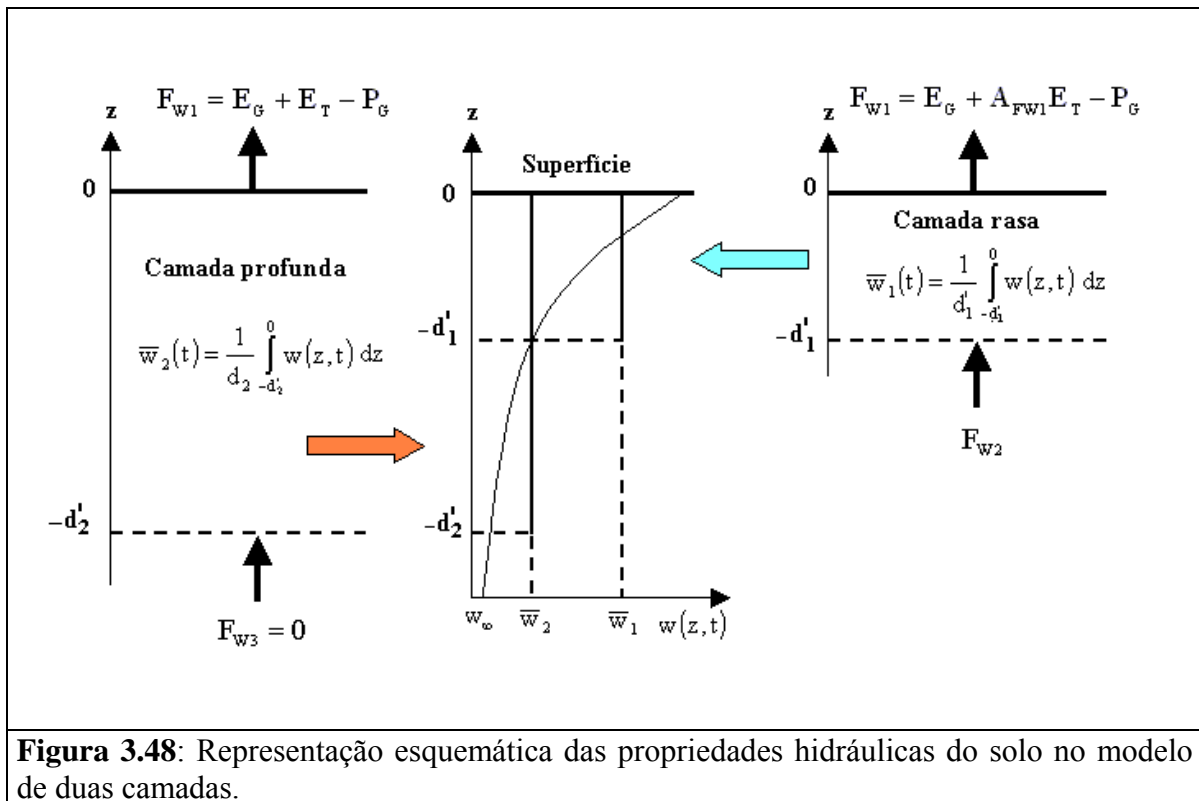


Figura 3.48: Representação esquemática das propriedades hidráulicas do solo no modelo de duas camadas.

O fluxo vertical de umidade na superfície do solo pode ser expresso como:

$$F_{W1} = E_G + A_{FW1} E_T - P_G$$

onde A_{FW1} depende das características do solo e da distribuição vertical das raízes da vegetação (Tab. 3.21), E_G é a taxa de evaporação na superfície do solo, E_T é a taxa de transpiração das folhas e P_G é a taxa de precipitação na superfície do solo.

A taxa de precipitação na superfície vai depender da quantidade de precipitação total sobre a vegetação de acordo com a seguinte relação:

$$P_G = \begin{cases} (1 - \sigma_F) P & W_{DEW} \leq W_{DMAX} \\ P & W_{DEW} > W_{DMAX} \end{cases}$$

onde P é a taxa de precipitação total incidente sobre o topo do dossel, W_{DEW} é o conteúdo de umidade associado ao orvalho e à chuva que se encontra retido na superfície da vegetação, W_{DMAX} é o conteúdo de umidade máximo associado ao orvalho e à chuva que pode ficar retido na superfície da vegetação.

O fluxo de umidade associada ao ciclo anual de umidade do solo é expresso como:

$$F_{W1} = E_G + E_T - P_G$$

Neste caso, a remoção de umidade do solo causada pela transpiração da vegetação independe da distribuição vertical das raízes da vegetação.

O ciclo diurno do conteúdo de umidade do solo e das diferentes propriedades hidráulicas do solo em Iperó durante o inverno e verão são indicados nas figuras (3.49-3.52). Estas propriedades foram todas estimadas em função dos processos de transporte de umidade no solo propostos por Deardorff (1978). Existem poucas observações da umidade do solo disponíveis para verificação destas propriedades, contudo o método de duas camadas permite, uma vez conhecido o ciclo diurno e anual observacionalmente, determinar estes parâmetros e validar esta metodologia.

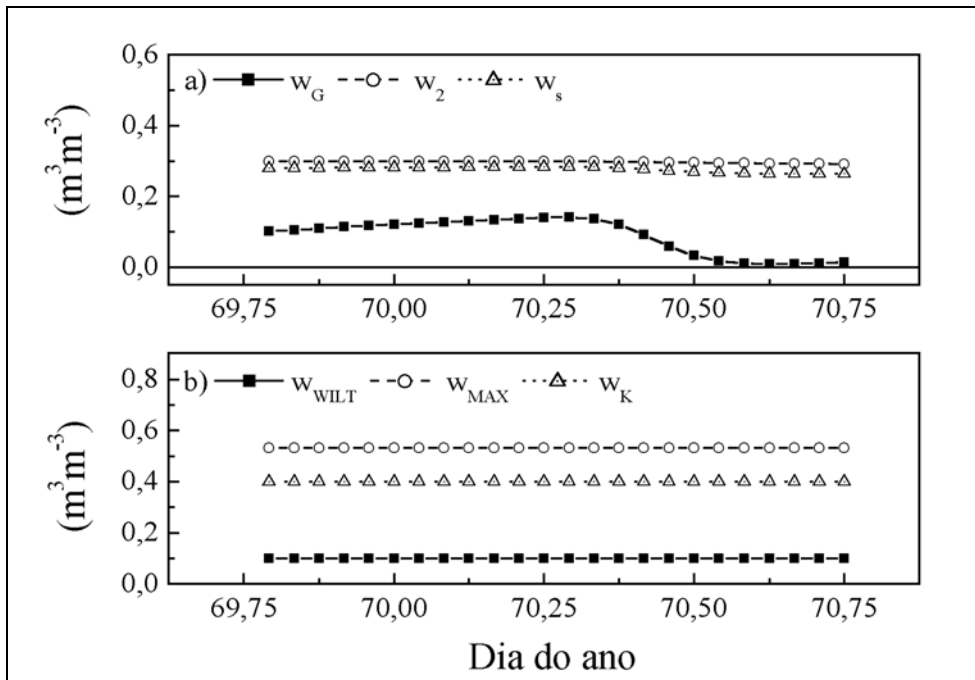


Figura 3.49: Evolução temporal da (a) conteúdo de umidade da primeira (w_G), segunda camada (w_2) e média (w_s) do solo; (b) conteúdo de umidade do solo do ponto de murcha (w_{WILT}), conteúdo de umidade máxima do máximo (w_{MAX}) e conteúdo de umidade do solo crítica (w_K). Simulação referente ao período de verão em Iperó.

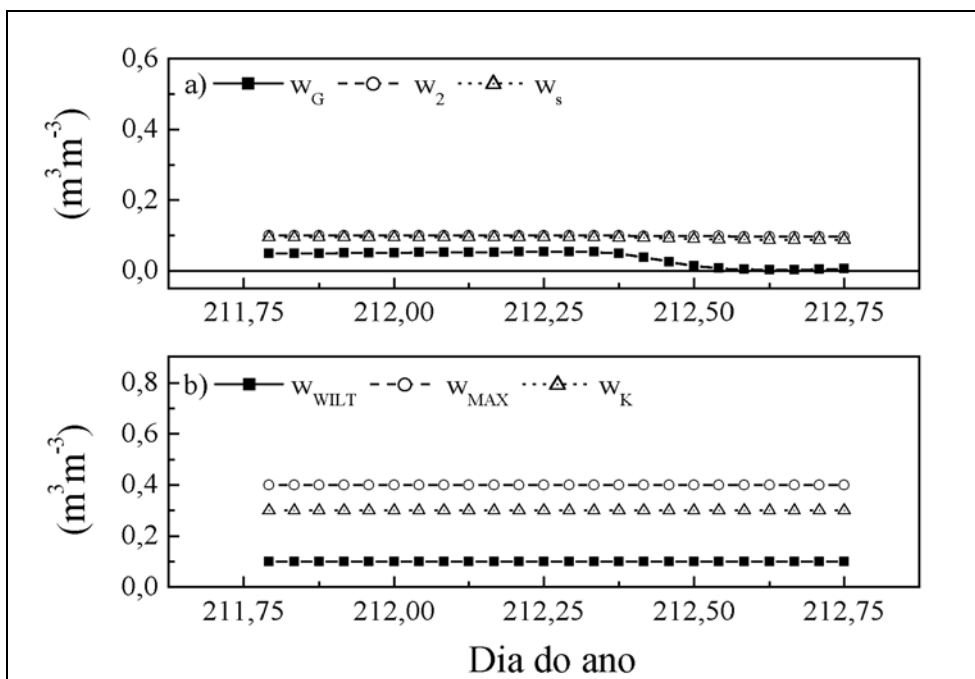


Figura 3.50: Idem a Fig. 3.49 para o período de inverno em Iperó.

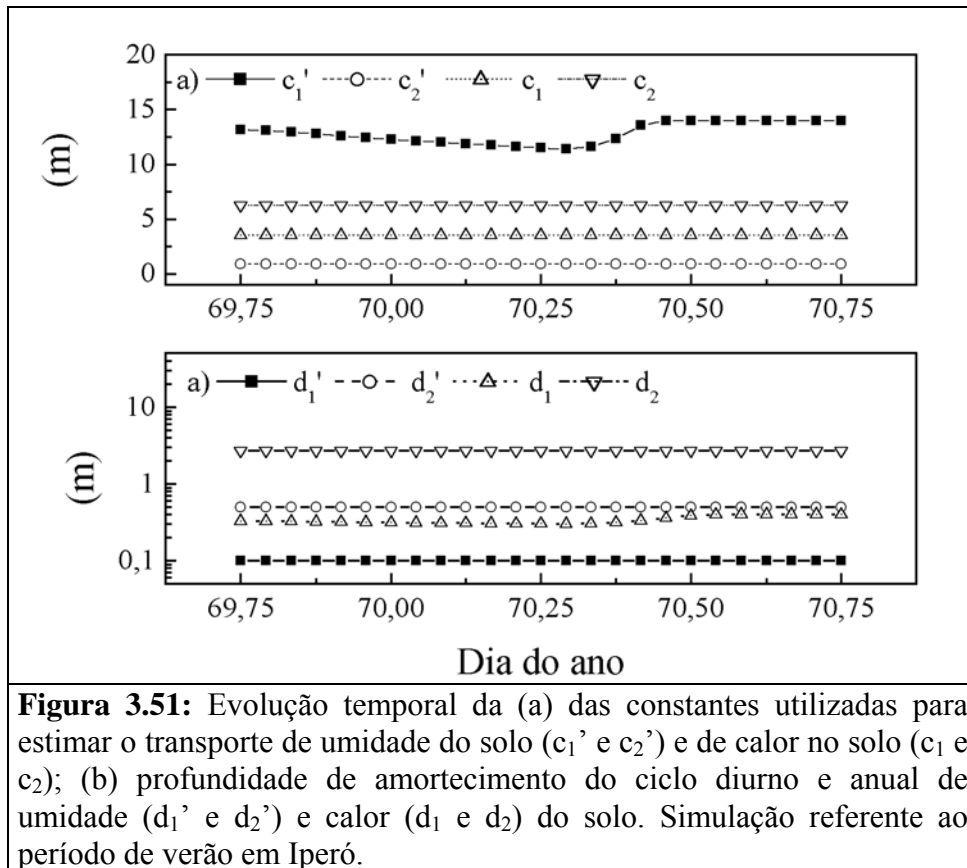


Figura 3.51: Evolução temporal da (a) das constantes utilizadas para estimar o transporte de umidade do solo (c_1' e c_2') e de calor no solo (c_1 e c_2); (b) profundidade de amortecimento do ciclo diurno e anual de umidade (d_1' e d_2') e calor (d_1 e d_2) do solo. Simulação referente ao período de verão em Iperó.

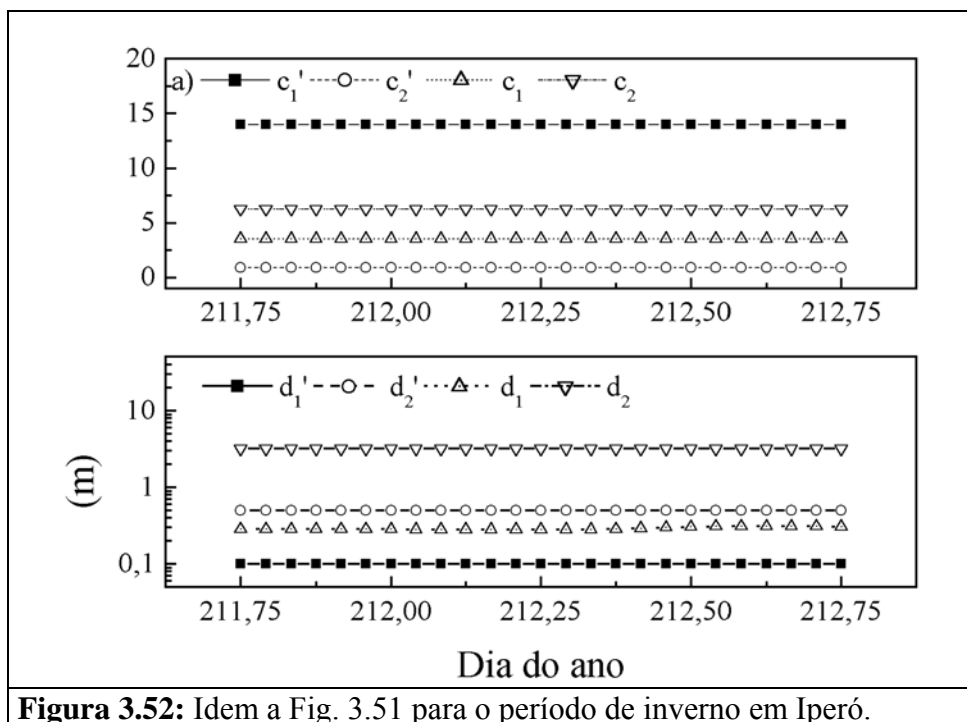


Figura 3.52: Idem a Fig. 3.51 para o período de inverno em Iperó.

A umidade do solo no nível da superfície, indicado por \bar{w}_G de agora em diante, é assumida como sendo igual a umidade da camada mais rasa do solo \bar{w}_1 . Da mesma forma que no caso da temperatura, considerar a umidade da superfície do solo em termos da umidade média da camada mais rasa resulta remover possíveis variações verticais e com isso subestimar os valores de superfície.

3.3.9. Método de estimativa de u_* , θ_* e q_*

O método utilizado para estimar u_* , θ_* e q_* é o “Método bulk”. Neste método o fluxo vertical turbulento de momento, calor e vapor de água na camada limite superficial é igual ao produto entre a variação vertical da propriedade associada, a velocidade horizontal e um coeficiente de troca turbulenta.

A velocidade de atrito é estimada em termos da expressão:

$$u_* = \bar{V}_R \sqrt{C_D}$$

onde \bar{V}_R é a velocidade total do vento no nível de referência, C_D é o coeficiente de transferência de momento na vertical, estimado em função do número de Richardson da seguinte forma:

$$C_D = C_{DN} F_M(Ri)$$

onde C_{DN} é o coeficiente de transferência turbulenta de momento na vertical para condições neutras e F_M é a correção do efeito da estabilidade no coeficiente de transferência de momento na vertical

O coeficiente de transferência turbulenta de momento na vertical para condições neutras assume a seguinte forma:

$$C_{DN} = \left[\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z_R - d_0}{z_0} \right) \right]^{-2}$$

onde κ é a constante de von Karman, z_R é altura do nível de referência, z_0 é o comprimento de rugosidade e d_0 é o comprimento do deslocamento do plano zero.

As escalas características de temperatura potencial e umidade específica são estimadas a partir das seguintes relações:

$$\theta_* = -\frac{\overline{(w'\theta')}_h}{u_*}$$

$$q_* = -\frac{\overline{(w'q')}_h}{u_*}$$

onde $\overline{(w'\theta')}_h$ e $\overline{(w'q')}_h$ são os fluxos verticais turbulentos de calor sensível e latente no topo da camada de vegetação estimados a partir das equações do balanço de energia descritas na seção 3.3.4.

Os coeficientes de transferência turbulenta de calor e vapor de água, utilizados no balanço de energia na superfície (seções 3.3.4 a 3.3.5) assumem as seguintes formas:

$$C_H = C_{DN} F_H (Ri_B)$$

$$C_E = C_{DN} F_E (Ri_B)$$

onde F_H e F_E são funções de correção do efeito da estabilidade nos coeficientes de transferência turbulenta de calor sensível e vapor de água na atmosfera e Ri_B é o número de Richardson “Bulk” calculado através da seguinte expressão:

$$Ri_B = \frac{g}{\theta_0} \frac{\bar{\theta}_R - \bar{\theta}_0}{\bar{V}_R^2} [z_R - (z_0 + d_0)]$$

As funções de correção de estabilidade são apresentadas na tabela 3.20 e são válidas para o intervalo de Ri_B entre -2 e $0,25$. Quando Ri_B excede estes limites utiliza-se o valor do limite mais próximo.

Nas expressões acima, o nível de referência corresponde a 10 m acima da superfície do solo. Os valores da velocidade (\bar{V}_R) e temperatura potencial no nível de referência ($\bar{\theta}_R$) são determinados através da interpolação linear dos valores destes parâmetros em dois pontos de grade adjacentes ao nível de referência. Nas expressões descritas neste capítulo $\bar{\theta}_A = \bar{\theta}_R$, $\bar{q}_A = \bar{q}_R$ e $\bar{U}_A = \bar{V}_R$.

O nível da superfície é considerado como o nível onde a velocidade média do ar se anula. Para superfícies rígidas este nível é considerado com sendo igual a $z_0 - d_0$. Os valores de velocidade, temperatura potencial e umidade específica neste nível são estimados em função das características da superfície. No caso específico deste modelo os valores de superfície são estimados pelo esquema ISBA e correspondem aos valores representativos do interior do dossel da vegetação que cobre a superfície. Utilizando as definições do esquema ISBA tem-se:

$$\bar{\theta}_0 = \bar{\theta}_{AF}$$

$$\bar{q}_0 = \bar{q}_{AF}$$

As evoluções temporais dos coeficientes de transferência de momento são indicadas nas figuras 3.53 e 3.54, respectivamente para o verão e inverno em Iperó. Verifica-se que o coeficiente de troca turbulenta de calor (C_F) é sistematicamente maior do que o coeficiente de transferência de momento (C_D), indicando que a turbulência é mais efetiva no transporte de calor e umidade no interior do dossel do que no topo da camada de vegetação. Este fato é surpreendente e merece ser investigado em detalhes.

Tabela 3.20: Funções de correção do efeito de estabilidade nos coeficientes de transporte turbulento vertical de momento, calor sensível e vapor de água na camada limite superficial (Deardorf, 1968).

Funções	$-2 < Ri < 0$	$0 \leq Ri < 0,25$
F_M	$1,0 + \left(\frac{\beta_U}{a_U C_{DN}^{b_U}} \right) \log(1 - a_U C_{DN}^{b_U} Ri)$	$\exp(-2\beta_U Ri)$
F_H	$1,0 + \left(\frac{\beta_T}{a_T C_{DN}^{b_T}} \right) \log(1 - a_T C_{DN}^{b_T} Ri)$	$\exp[-(\beta_U + \beta_T) Ri]$
F_E	F_H	$\exp[-(\beta_U + \beta_Q) Ri]$
Constantes		
$\beta_U = 7,0$	$\beta_T = 11,0$	$\beta_Q = 20,0$
$a_U = 0,83$	$b_U = -0,62$	-
$a_T = 0,25$	$b_T = -0,80$	-

As diferenças encontradas durante o dia estão associadas às variações da estabilidade atmosférica na superfície (Figs. 3.55a e 3.56a). Observa-se que para as condições de Iperó a camada adjacente à superfície apresenta um Ri_B muito próximo de zero. Apesar disso, o parâmetro estabilidade (z_R/L nas figuras 3.55 e 56a) indica valores de estabilidade altos principalmente a noite. Este aparente desacoplamento entre os fluxos verticais turbulentos e os gradientes verticais não chega a comprometer as estimativas dos coeficientes de transporte turbulento que parecem responder de forma correta a variação de estabilidade e do parâmetro de rugosidade.

Na figura 3.57 são apresentados os valores do coeficiente de transporte vertical turbulento de momento, calor e umidade estimados para comprimentos de rugosidade iguais a 0,2 m e 0,0002 m. Verifica-se que as variações encontradas entre as condições de inverno e verão em Iperó (Figs. 3.53 e 3.54) são consistentes com estes resultados. Verifica-se também que os coeficientes de transferência de momento, calor sensível e calor latente apresentam variações significativas quando a constante de von Karman foi mudada de 0,35 (valor adotado neste trabalho) para 0,40 (valor também muito usado nas simulações da CLP), chegando a apresentar aumentos em até 35 %.

Deve ser ressaltado que os coeficientes de transporte turbulento podem ser estimados através da integração dos perfis verticais de velocidade, temperatura e umidade prognosticados pela teoria da similaridade de Monin-Obukhov (Enriquez e Friehe, 1997). Na figura 3.58 verifica-se que existe uma grande concordância entre os coeficientes obtidos pelo método “bulk” – indicados por Deardorff – e do método da teoria da similaridade de Monin-Obukhov – indicado por Monin-Obukhov. Este resultado justifica a utilização neste caso do método mais simples para estimativa de fluxo na CLS, método “bulk”.

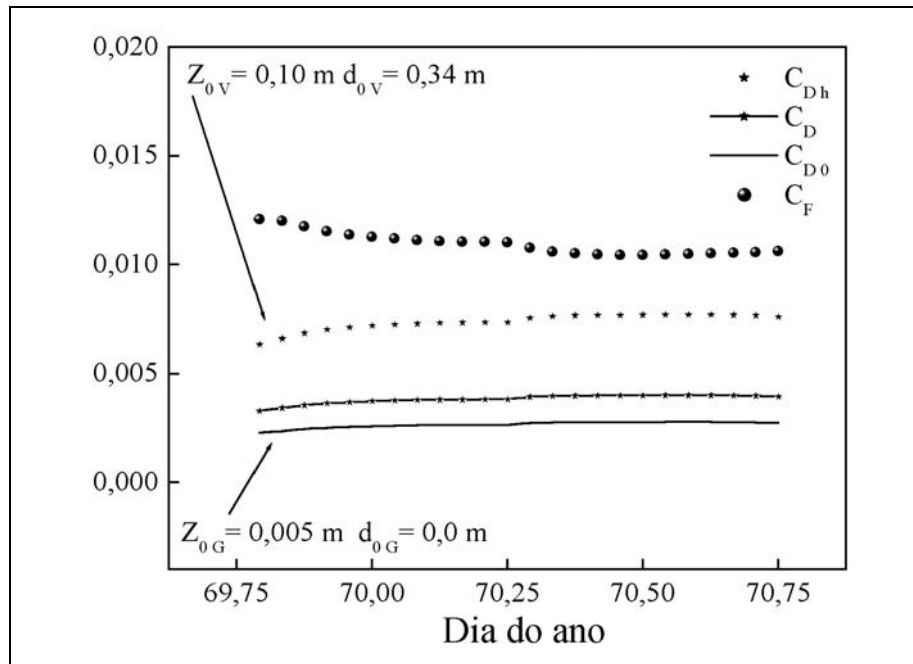


Figura 3.53: Evolução temporal do coeficiente de arrasto sobre a superfície do solo (C_{D0}), sobre a superfície ocupada pela vegetação (C_{Dh}) e o resultante da combinação destes dois (C_D). O coeficiente de troca turbulenta no interior do dossel está indicada por C_F . Simulação referente ao período de verão em Iperó.

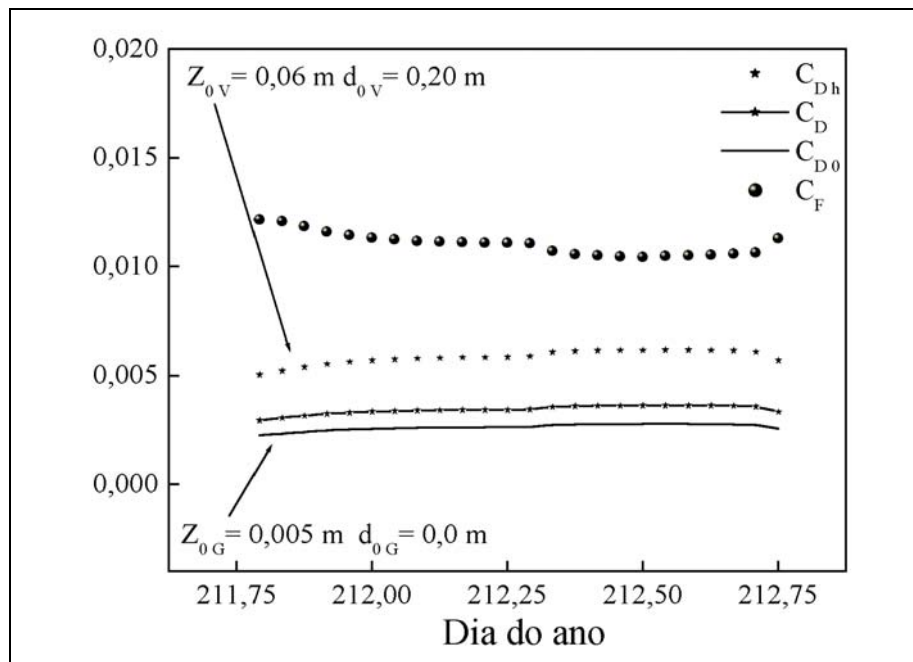


Figura 3.54: Idem a Fig. 3.53 para o período de inverno em Iperó.

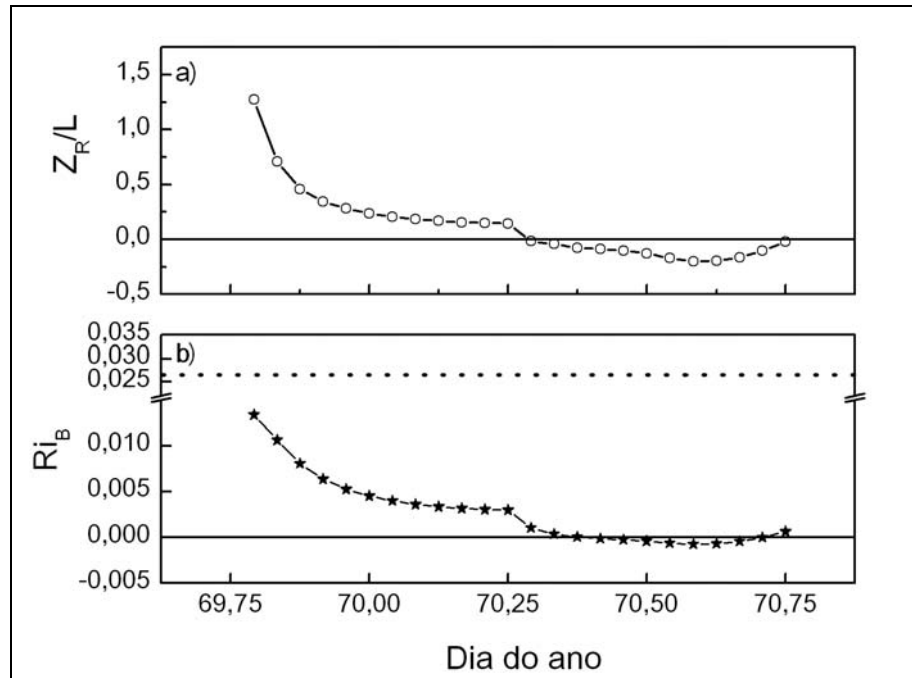


Figura 3.55: Evolução temporal do Número de Richardson sobre a superfície. Simulação referente ao período de verão em Iperó.

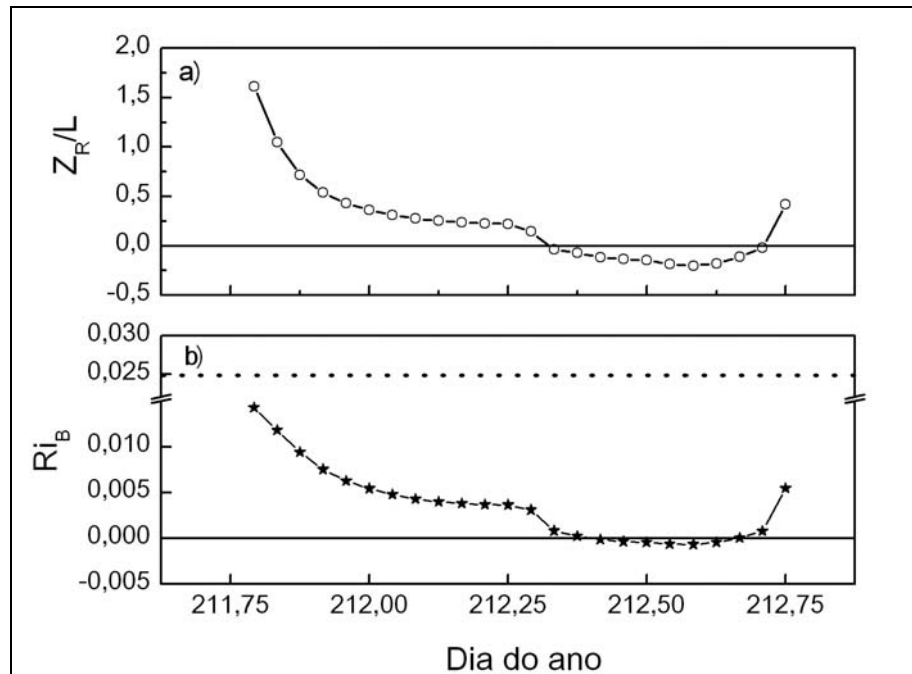


Figura 3.56: Idem a Fig. 3.55 para o período de inverno em Iperó.

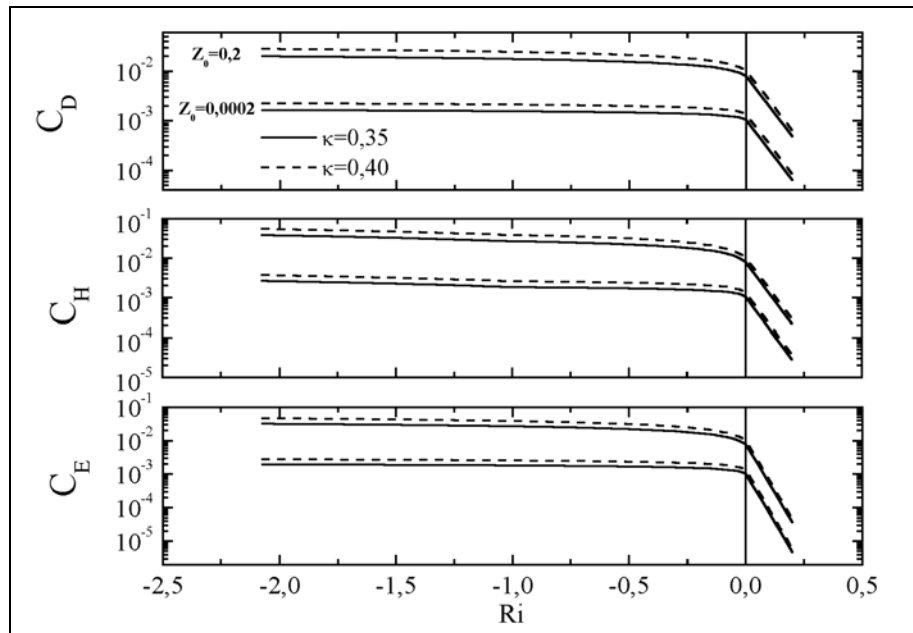


Figura 3.57: Variação do coeficiente de transporte turbulento vertical de momento, calor sensível e latente em função do número de Richardson e do comprimento de rugosidade considerando a constante de von Karman igual a 0,35 (continua) e 0,40 (tracejada).

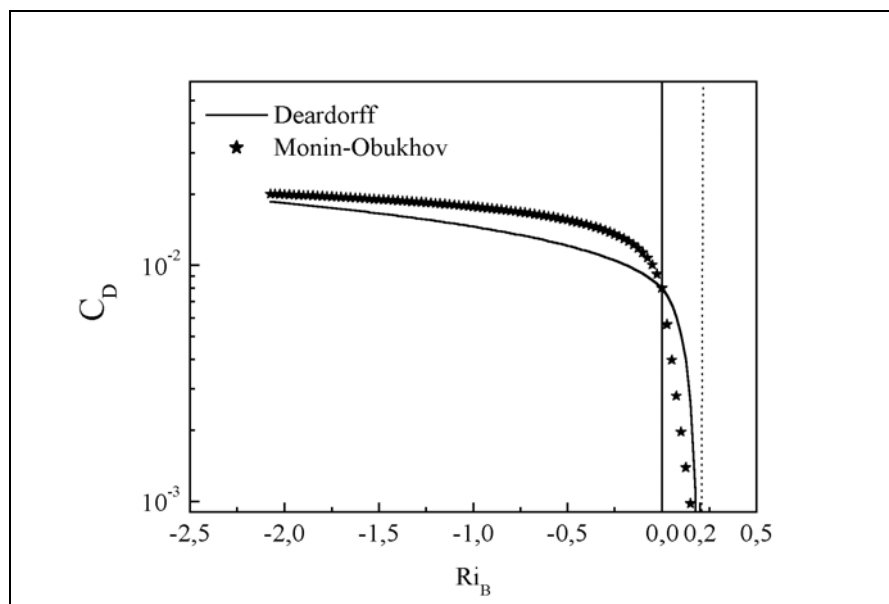


Figura 3.58: Variação do coeficiente de transporte turbulento vertical de momento função do número de Richardson calculado pela expressão bulk de Deardorff e através das funções da teoria da similaridade de Monin-Obukhov.

Tabela. 3.21: Constantes utilizadas no modelo de fechamento de segunda ordem acoplado ao esquema ISBA.

Item	Símbolos	Descrição	Valor
1	S_E	Constante de K_E . (Exp. 19 da Tab. 3.7).	Tab. 3.8
2	$S_{u\theta}$	Constante de $K_{u\theta}$ (Exp. 22 da Tab. 3.7).	Tab. 3.8
3	S_θ	Constante de K_θ (Exp. 23 da Tab. 3.7).	Tab. 3.8
4	A_1	Constante de τ_{IM} .	Tab. 3.8
5	B_1	Constante de τ_{DM} .	Tab. 3.8
6	A_2	Constante de τ_{IT} .	Tab. 3.8
7	B_2	Constante de τ_{DT} .	Tab. 3.8
8	c_1	Constante da expressão de parametrização do termo de tendência a isotropia de momento (Eqs. 5 e 6 da Tab. 3.7).	Tab. 3.8
9	c_2	Constante da expressão de parametrização do termo de tendência à isotropia de momento (Eqs. 5, 6, 9, 10 e 11 da Tab. 3.7).	Tab. 3.8
10	c_3	Constante da expressão de parametrização do termo de tendência à isotropia de fluxo vertical de calor sensível e latente (Eqs. 7 e 8 da Tab. 3.7).	Tab. 3.8
11	c_4	Constante da expressão de parametrização do termo de tendência à isotropia de momento (Eqs. 9, 10 e 11 da Tab. 3.7).	Tab. 3.8
12	c_5	Constante da expressão de parametrização do termo de tendência à isotropia dos fluxos horizontais de calor sensível e latente (Eqs. 12 a 15 da Tab. 3.7).	Tab. 3.8
13	α_1	Constante usada em L_T .	Tab. 3.8
14	α_2	Constante usada em L_B .	Tab. 3.8
15	α_3	Constante usada em L_B .	Tab. 3.8
16	α_4	Constante usada em L_S .	Tab. 3.8
17	a_0	Constante do polinômio $F(\eta)$.	Tab. 3.16
18	a_1	Constante do polinômio $F(\eta)$.	Tab. 3.16
19	a_2	Constante do polinômio $F(\eta)$.	Tab. 3.16
20	a_3	Constante do polinômio $F(\eta)$.	Tab. 3.16
21	a_4	Constante do polinômio $F(\eta)$.	Tab. 3.16
22	Γ_1	Constante usada na expressão da transmissividade da atmosfera.	Tab. 3.17
23	Γ_2	Constante usada na expressão da transmissividade da atmosfera.	Tab. 3.17
24	a_{NA}	Constante associada ao efeito das nuvens altas na transmissividade da atmosfera.	Tab. 3.17
25	a_{NM}	Constante associada ao efeito das nuvens médias na transmissividade da atmosfera.	Tab. 3.17

Tabela. 3.21: Constantes utilizadas no modelo de fechamento de segunda ordem acoplado ao esquema ISBA (Continuação).

Item	Símbolos	Descrição	Valor
26	a_{NB}	Constante associada ao efeito das nuvens baixas na transmissividade da atmosfera.	Tab. 3.17
27	α_{G1}	Coefficiente expressão do albedo da superfície do solo.	Tab. 3.18
28	α_{G2}	Coefficiente expressão do albedo da superfície do solo.	Tab. 3.18
29	α_{G3}	Coefficiente expressão do albedo da superfície do solo.	Tab. 3.18
30	a_I	Constante da fórmula de Idso.	Tab. 3.19
31	b_I	Constante da fórmula de Idso modificada.	Tab. 3.19
32	A_{UAF}	Constante utilizado na expressão para estimativa da velocidade média horizontal no interior do dossel da vegetação.	0,83
33	A_{HF}	Constante associada ao transporte de calor sensível entre a folha e o ar no interior do dossel da vegetação.	1,1
34	A_N	Constante de proporcionalidade entre o índice de área foliar (N) e a distribuição horizontal de vegetação (σ_F).	7,0
35	A_{RS}	Constante que determina a amplitude do ciclo diurno da resistência estomatal da vegetação (r_s).	200,0
36	B_{RS}	Constante que amplifica a amplitude do ciclo diurno da resistência estomatal da vegetação (r_s).	0,03
37	A_{WDMAX}	Constante utilizada na expressão de cálculo de W_{DMAX} .	10,0 kg m ⁻²
38	A_{WS}	Parâmetro que determina a contribuição do conteúdo de umidade da camada mais rasa em W_s .	0,9
39	B_{WS}	Parâmetro que determina a contribuição do conteúdo de umidade da segunda camada em W_s .	0,1
40	A_{CF}	Constante utilizada na expressão para estimativa do coeficiente de transferência de calor da vegetação C_F .	0,01
41	B_{CF}	Constante utilizada na expressão para estimativa do coeficiente de transferência de calor da vegetação C_F .	0,3 m s ⁻¹
42	A_{QAF}	Peso da umidade específica do ar \bar{q}_A usado no cálculo da umidade específica do ar no dossel \bar{q}_{AF} .	0,30
43	B_{QAF}	Peso da umidade específica do ar sobre a vegetação \bar{q}_F usado no cálculo da umidade específica do ar no dossel \bar{q}_{AF} .	0,60
44	C_{QAF}	Peso da umidade específica do ar sobre a superfície do solo \bar{q}_G usado no cálculo da umidade específica	0,10

		do ar no dossel \bar{q}_{AF} .	
--	--	----------------------------------	--

Tabela. 3.21: Constantes utilizadas no modelo de fechamento de segunda ordem acoplado ao esquema ISBA (Continuação).

Item	Símbolos	Descrição	Valor
45	A_{TAF}	Peso da temperatura do ar \bar{T}_A usado no cálculo da temperatura do ar no dossel \bar{T}_{AF} .	0,30
46	B_{TAF}	Peso da temperatura do ar sobre a vegetação \bar{T}_F usado no cálculo da temperatura do ar no dossel \bar{T}_{AF} .	0,60
47	C_{TAF}	Peso da temperatura do ar sobre a superfície do solo \bar{T}_G usado no cálculo da temperatura do ar no dossel \bar{T}_{AF} .	0,10
48	A_{QS}	Constante da fórmula de Tétens.	17,67
49	B_{QS}	Constante da fórmula de Tétens.	273,16 K
50	C_{QS}	Constante da fórmula de Tétens.	29,66 K
51	A_{CS1}	Coeficiente da expressão de estimativa de C_{S1} .	$0,7106 \text{ MJ m}^{-3}\text{K}^{-1}$
52	B_{CS1}	Coeficiente da expressão de estimativa de C_{S1} .	$4,180 \text{ MJ m}^{-4}\text{K}^{-1}$
53	A_{CS2}	Coeficiente da expressão de estimativa de C_{S2} .	$0,7106 \text{ MJ m}^{-3}\text{K}^{-1}$
54	B_{CS2}	Coeficiente da expressão de estimativa de C_{S2} .	$4,180 \text{ MJ m}^{-4}\text{K}^{-1}$
55	A_{KS1}	Constante usada na expressão de estimativa de K_{S1} .	$0,418 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$
56	B_{KS1}	Constante usada na expressão de estimativa de K_{S1} .	$1,762 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$
57	A_{KS2}	Constante usada na expressão de estimativa de K_{S2} .	$0,418 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$
58	B_{KS2}	Constante usada na expressão de estimativa de K_{S2} .	$1,762 \text{ W m}^{-2}\text{K}^{-1}$
59	$A_{\alpha 4}$	Constante usada na expressão para α^{iv} .	0,30
60	$B_{\alpha 4}$	Constante usada na expressão para α^{iv} .	0,05
61	c'_2	Coeficiente da equação de conservação de umidade na camada mais rasa do solo.	0,9
62	A_{C1}	Constante utilizada no cálculo de c'_1 .	0,50
63	B_{C1}	Constante utilizada no cálculo de c'_1 .	14,0
64	C_{C1}	Constante utilizada no cálculo de c'_1 .	22,5
65	D_{C1}	Constante utilizada no cálculo de c'_1 .	0,15
66	A_{WMAX}	Constante usada para estima w_{MAX} .	1,33
67	A_{FW1}	Constante usada na estimativa do FW1 para o ciclo diurno de umidade do solo.	0,10
68	β_U	Constante usada na estimativa de C_D .	Tab. 3.20
69	β_T	Constante usada na estimativa de C_H .	Tab. 3.20
70	β_Q	Constante usada na estimativa de C_E .	Tab. 3.20
71	a_U	Constante usada na estimativa de C_D .	Tab. 3.20

72	b_U	Constante usada na estimativa de C_D .	Tab. 3.20
-----------	-------	------------------------------------------	-----------

Tabela. 3.21: Constantes utilizadas no modelo de fechamento de segunda ordem acoplado ao esquema ISBA (Continuação).

Item	Símbolos	Descrição	Valor
73	a_T	Constante usada na estimativa de C_H .	Tab. 3.20
74	b_T	Constante usada na estimativa de C_H .	Tab.3.20
75	κ	Constante de von Karman.	0,35

4. Simulação numérica da camada limite planetária em Iperó

Como foi mostrado no capítulo anterior, o modelo numérico utilizado para simular a evolução temporal da estrutura vertical é composto de um modelo de fechamento de segunda ordem, nível 4, com as parametrizações dos termos de terceira ordem proposta por Mellor e Yamada (1982) e modificadas por Nakashima (2001).

O modelo de fechamento foi acoplado a um esquema de interação solo-biosfera-atmosfera proposto por Deardorff (1978), denominado neste trabalho de esquema ISBA. No esquema ISBA a camada de vegetação tem capacidade térmica nula e a temperatura e a umidade do solo são determinadas a partir do balanço de energia e de umidade em duas camadas de solo representantes do ciclo diurno e anual.

A versão do esquema ISBA utilizada neste trabalho inclui uma nova formulação para o balanço de radiação no topo do dossel e na superfície do solo e os efeitos das reflexões múltiplas sofridas pela radiação solar e de onda longa causadas pela superfície e pelo dossel da vegetação são equacionados de forma explícita.

A condição de contorno inferior do MFSO é obtida a partir dos valores de temperatura e umidade específica média da superfície do solo e da vegetação e das escalas características de velocidade, temperatura e umidade específica determinadas pelo esquema ISBA.

Utilizando as informações disponíveis nos experimentos de Iperó de verão e de inverno (capítulo 2) foi efetuado um estudo por Targino e Soares (2002) para identificar através do método inverso os parâmetros do esquema ISBA que melhor reproduzem o comportamento das componentes do balanço de energia da superfície observados na região de Iperó durante os experimentos do inverno de 1992 e do verão de 1993. Em Targino e Soares (2002) o fluxo de calor no solo foi penalizado em função de ser uma medida local e também porque os fluxos verticais de calor sensível e latente observados em 3 níveis apresentaram uma grande concordância entre si. As observações de radiação líquida, além de representativas de uma área maior do que as de fluxo no solo foram validadas através de medidas independentes de pelo menos três componentes do balanço de radiação.

Na tabela 4.1 são apresentados os parâmetros utilizados no esquema ISBA para simular a evolução de CLP na região de Iperó durante inverno e verão. Estes parâmetros e os apresentados na tabela 3.15 (secção 3.2.5) foram definidos a partir do estudo realizado por Targino e Soares (2002).

Os testes realizados no capítulo anterior indicam que mesmo com o grande número de parâmetros e relações definidos a partir do trabalho de Deardorff (1978) o resultado final gerado pelo modelo ISBA é bastante consistente com o esperado para a região de Iperó. A verificação detalhada dos diferentes processos (descritas na seção 3.3 do capítulo anterior) indica que as diferenças existentes entre as características da vegetação e do solo derivadas do trabalho de Deardorff e as de Iperó foram compensadas de forma consistente sem gerar comportamentos anômalos na temperatura e umidade ao longo interface.

Os resultados da simulação da CLP para a região de Iperó devem ser analisados levando-se em conta que as condições iniciais e de contorno correspondem as observadas na região durante os períodos de inverno e verão. Nestas simulações não foram incluídos os efeitos de:

- (a) aquecimento da atmosfera devido à absorção da radiação solar;
- (b) resfriamento da atmosfera devido à emissão de onda longa da atmosfera;
- (c) advecção horizontal;
- (d) variação vertical e temporal do vento geostrófico;
- (e) aquecimento devido à condensação do vapor de água;
- (f) movimento de subsidência.

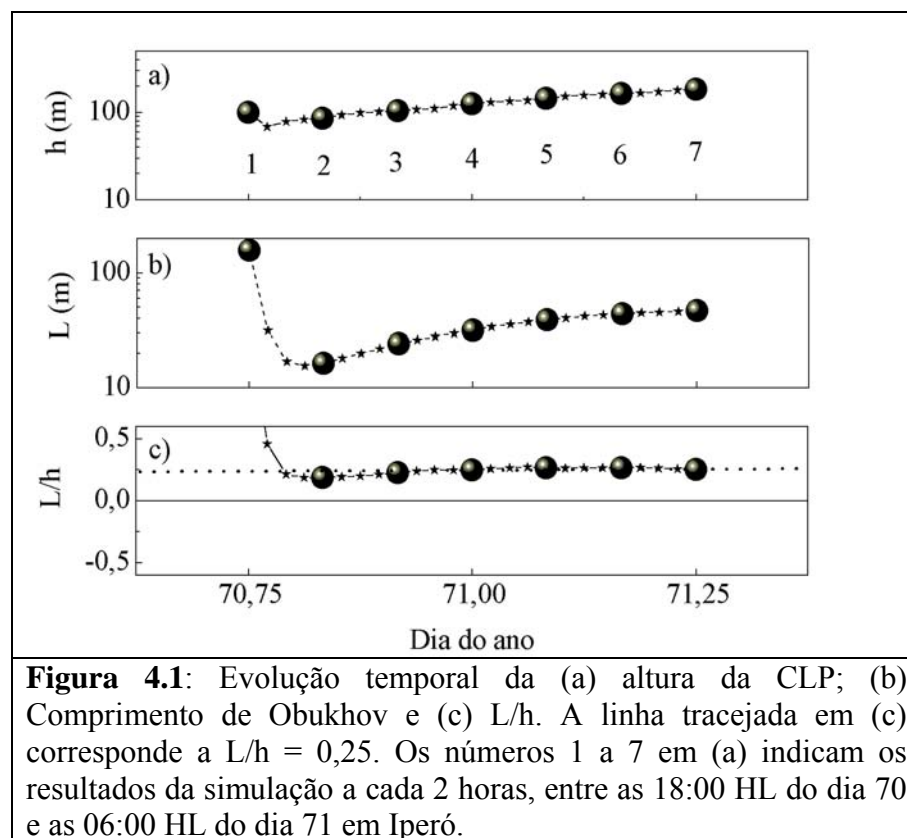
Uma grande dificuldade nas simulações numéricas da CLP, realizadas para Iperó, é a definição do campo do vento de grande escala. As diferentes tentativas de se estimar uma estrutura média do campo do vento, para a região, sempre esbarraram na falta de resolução horizontal e vertical dos dados disponíveis (Karam, 1995, Karam, 2002). Assim optou-se por considerar como circulação de grande escala o vento geostrófico constante e com velocidade e direção similares as observadas na região durante os períodos dos experimentos caracterizados pela ausência de perturbações sinóticas significativas. Desta forma foi assumido que as condições de grande escala são dadas através de um vento geostrófico constante e igual a 10 m s^{-1} , em ambos os casos, provenientes da direção SE. Esta condição corresponde a uma situação de grande escala onde a circulação sobre a região de Iperó é dominada por um anticiclone localizado sobre o continente.

Tabela 4.1: Valores dos parâmetros utilizados nas simulações numéricas da evolução vertical da CLP em Iperó durante o verão e inverno.

Item	Parâmetro	Descrição	Inverno	Verão
1	ϕ_I (grau)	Latitude local.	-23,42	-23,42
2	λ_I (grau)	Longitude local.	46,72	46,72
3	λ_P (grau)	Longitude padrão.	45	45
4	σ_{NA}	Fração de céu coberto por nuvens altas.	0	0
5	σ_{NM}	Fração de céu coberto por nuvens médias.	0	0
6	σ_{NB}	Fração de céu coberto por nuvens baixas.	0	0
7	$OC \downarrow_h _{MAX}$ ($W m^{-2}$)	Amplitude do ciclo diurno de radiação global na superfície.	740	1025
8	σ_F	Índice de vegetação.	0,25	0,25
9	ϵ_F	Emissividade da vegetação.	0,95	0,95
10	α_F	Albedo da vegetação.	0,20	0,20
11	$r_{S SEASON}$	Amplitude do ciclo anual da resistência ao transporte de vapor de água dos estômatos das folhas que compõem a vegetação.	$0,00 s m^{-1}$	$0,00 s m^{-1}$
12	w_K (m)	Conteúdo de umidade do solo a partir do qual o solo se comporta como fosse saturado.	0,30	0,40
13	W_{DEW} ($kg m^{-1}$)	Conteúdo de água líquida retida na superfície das folhas.	0,00	0,00
14	W_{DMAX} ($kg m^{-1}$)	Conteúdo máximo de água líquida que pode ficar retido na superfície das folhas.	0,30	0,40
15	w_{WILT} (m)	Umidade do solo do ponto de murcha da vegetação.	0,10	0,10
16	z_{OG} (m)	Comprimento de rugosidade do solo.	0,005	0,005
17	d_{OG} (m)	Deslocamento do plano zero do solo.	0,0	0,0
18	ϵ_G	Emissividade da superfície do solo.	0,95	0,95
19	d'_1 (m)	Profundidade de amortecimento do ciclo diurno de umidade do solo.	0,10	0,10
20	d'_2 (m)	Profundidade de amortecimento do ciclo anual de umidade do solo.	0,50	0,50

4.1 Evolução noturna da camada limite planetária

A evolução da CLP no período noturno em Iperó está relacionada em grande parte à evolução temporal do campo do vento. Durante o período de 12 horas a altura da CLP variou entre 60 e 160 m (Fig. 4.1a). Pode ser observado também que evolução da altura da CLP (Fig. 4.1a) acompanha a evolução do comprimento de Obukhov (Fig.4.1b) enquanto a razão L/h permanece constante durante boa parte do período noturno (curva tracejada na Fig.4.1c). Verifica-se que neste caso em particular a razão L/h atinge um valor constante igual a $0,25 \pm 0,01$ durante boa parte do período noturno. A proporcionalidade entre h e L tem sido observada durante a noite sobre regiões continentais e homogêneas e permite estimar a altura da CLP em termos do comprimento de Okuhov (Oliveira *et al.*, 1998).

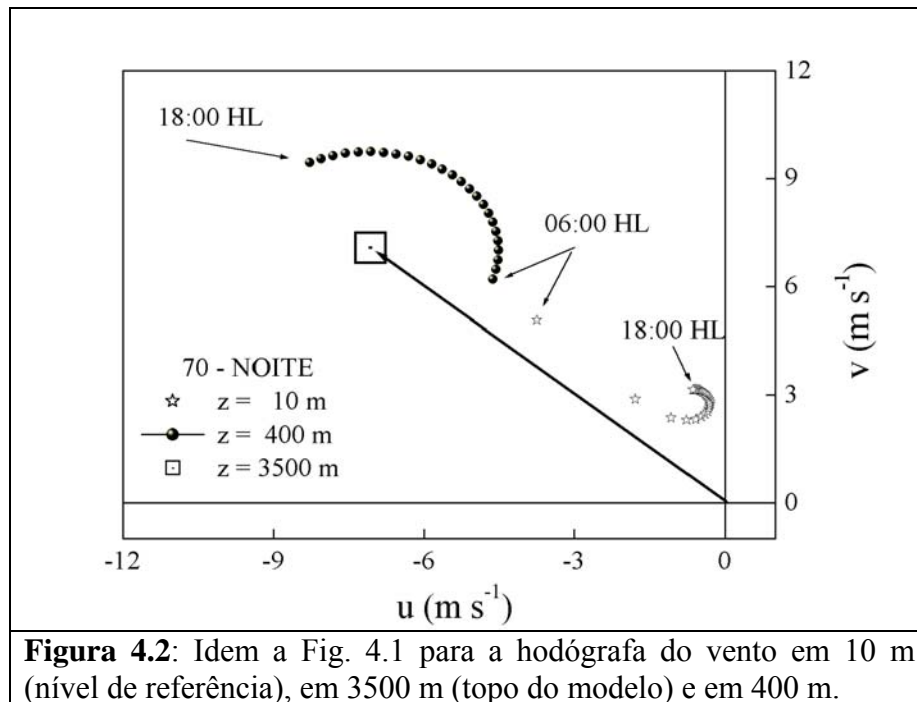


Utilizando-se a definição de comprimento de Obukhov verifica-se que a proporcionalidade entre h e L ocorre devido ao fato da extensão vertical da CLP estar basicamente relacionada a produção

mecânica (proporcional a u_*^3) e a destruição térmica de energia cinética turbulenta na superfície (proporcional a $u_*\theta_*$), conforme indicado abaixo:

$$h \approx a_h L \approx a_h \frac{\theta_0}{\kappa g} \frac{u_*^3}{u_*\theta_*}$$

A evolução temporal do vento em 10, 400 e 3500 m é indicada na figura 4.2. Nesta figura, conhecida como hodógrafa, o vento horizontal é descrito pela trajetória do vetor posição da velocidade do vento no plano. O vento no nível da superfície (10 m) apresenta uma evolução temporal que acompanha a do vento a 400 m, contudo com uma amplitude menor (entre 3 e 4 m s⁻¹). No nível de 3500 m o vetor velocidade não varia com o tempo permanecendo igual ao vento geostrófico.



Tendo em vista que a extensão vertical da CLP em Iperó não atinge o nível de 400 m durante a noite, a trajetória circular no sentido anti-horário indica que neste nível o vento está sofrendo uma oscilação inercial. A oscilação inercial é um mecanismo responsável pela evolução do vento na camada de mistura residual, que sofre uma aceleração proporcional ao déficit de momento gerado

pela evolução diurna da CLP. A taxa de variação do vento é igual a $2\pi f$, onde f é o parâmetro de Coriolis. No caso de Iperó o vetor déficit de velocidade descreve um círculo completo a cada 30,4 horas.

No interior da CLP o vento também está sob o efeito desta aceleração, contudo o déficit inicial é menor e a turbulência remove uma parte do momento gerado desta forma, tal que a amplitude da oscilação aparece bastante atenuada e distorcida em relação a da CMR (Fig. 4.2).

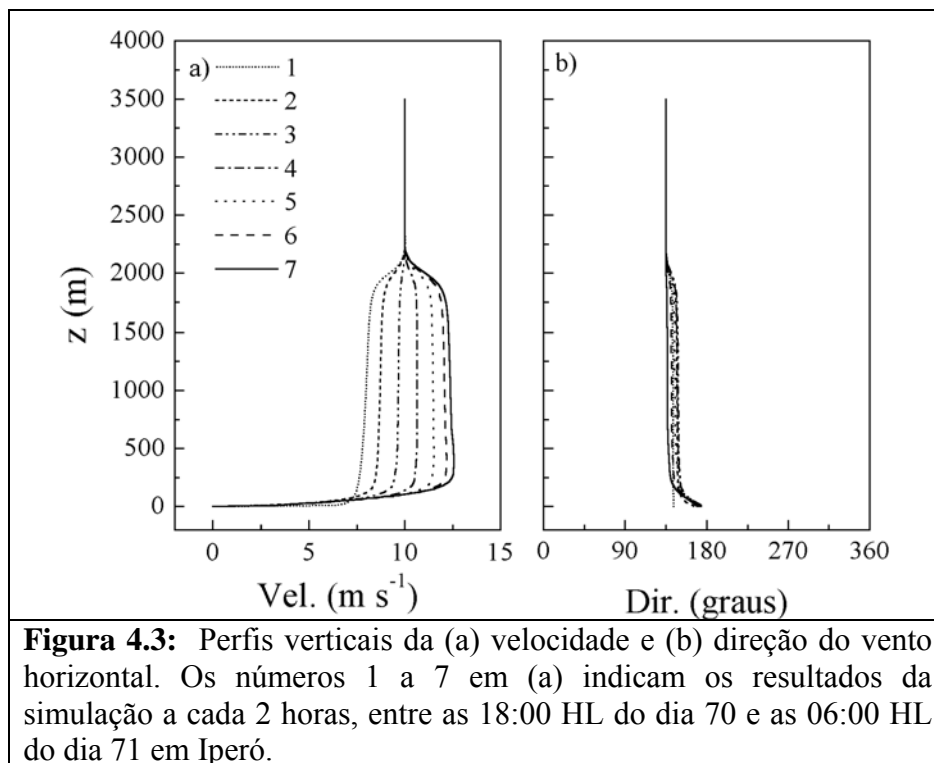
É interessante observar que em resposta a oscilação inercial e ao efeito da turbulência o vento na CLP permanece durante toda noite apontando para a região de baixa pressão (localizada a direita do vento geostrófico no Hemisfério Sul). Para que o vento na CLP em Iperó aponte na direção da alta pressão é necessário que a CLP estável dure mais do que 15,2 horas. Isto não foi observado na região de Iperó por que a duração do ciclo estável ($L > 0$) sempre foi ligeiramente maior do a duração do convectivo ($L < 0$) no período de verão (Fig. 2.18). Entretanto é possível que isto ocorra durante o inverno (Fig. 2.19).

Na figura 4.3 é apresentada a evolução temporal dos perfis verticais de velocidade e direção do vento horizontal no período noturno. Verifica-se a formação de um máximo no perfil vertical da velocidade do vento, atingindo a intensidade de $13,1 \text{ ms}^{-1}$ em torno de 320 m e direção de 137,5 graus. Este máximo tem características (intensidade, direção e altitude) muito similares às apresentadas pelos jatos de baixos níveis na região de Iperó (Fig. 2.24).

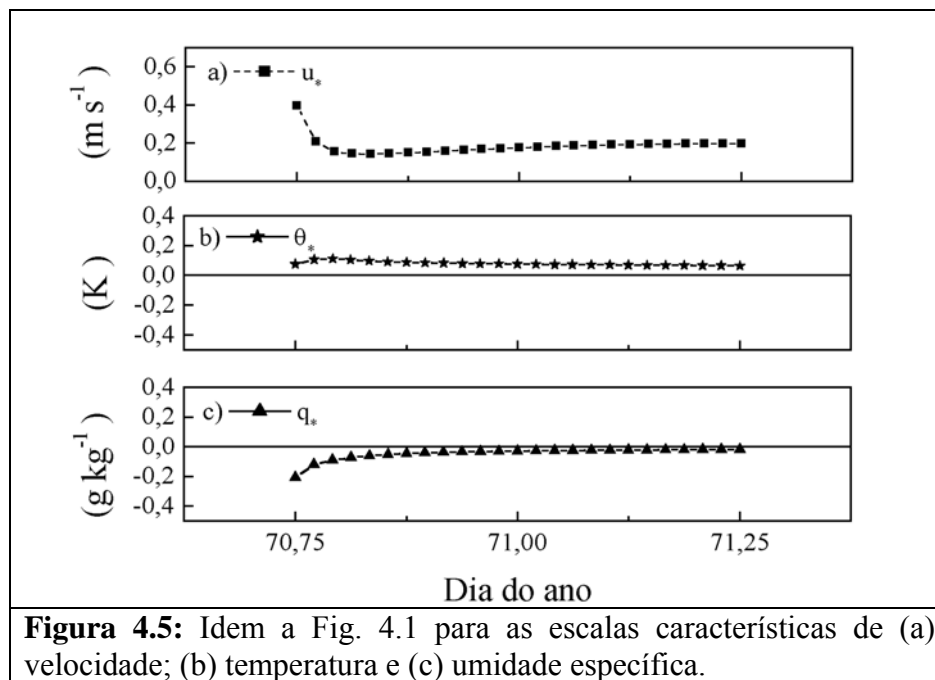
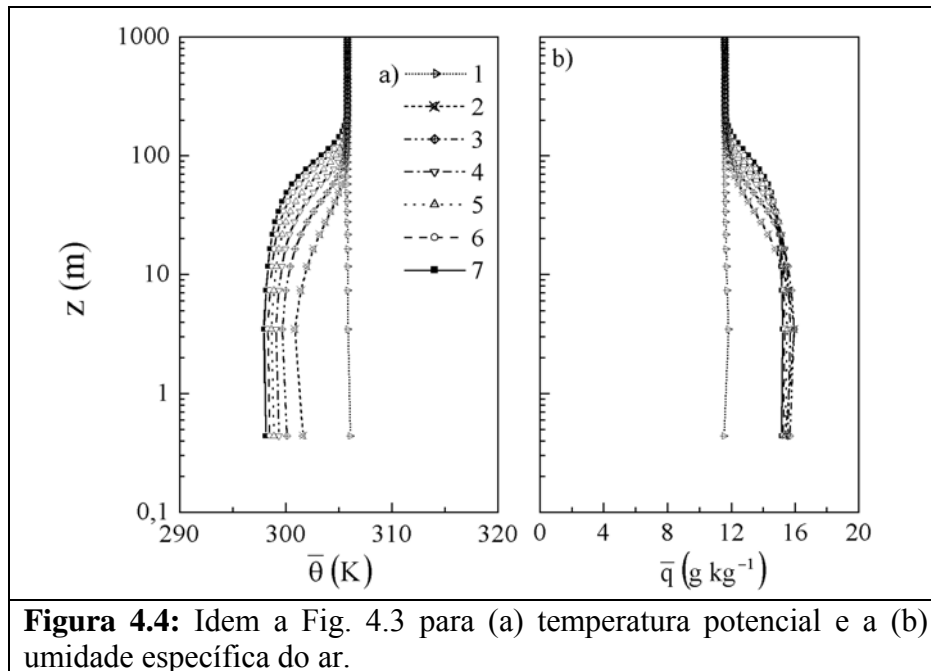
O jato noturno em Iperó se forma devido à aceleração inercial sofrida pelo ar na camada de mistura residual, entre a superfície e 2000 m, altura máxima atingida pela CLP no período convectivo anterior. Esta aceleração inercial faz com que o vento na camada de mistura residual oscile inercialmente em torno do vento geostrófico com diferentes intensidades (Fig. 4.3). A amplitude da oscilação é proporcional a diferença entre o vento da CLP imediatamente após o decaimento da turbulência e o vento geostrófico. Em geral essa diferença tende a ser maior próximo a superfície e como consequência o jato de baixo nível se forma próximo à superfície, em geral no topo da CLP noturna.

Diferente do vento, o impacto da evolução noturna da CLP sobre a temperatura potencial e umidade específica está confinado a região onde existe turbulência (Figs. 4.4a e 4.4b). Observa-se a formação de uma inversão térmica de superfície ao longo da CLP noturna causada pela turbulência em resposta ao resfriamento radiativo da superfície. A curvatura do perfil de temperatura potencial

($\partial^2 \bar{\theta} / \partial z^2 < 0$) é típica de inversão térmica de superfície gerada pela turbulência como realmente deveria se esperar nas simulações onde o resfriamento radiativo da atmosfera não é incluído. A umidade específica também acompanha a evolução da CLP (Fig. 4.4b). O aumento da umidade específica na CLP está associada a uma incipiente, mas constante, evaporação na superfície durante toda a noite. Acima de 100 metros não ocorrem variações significativas na temperatura potencial e na umidade específica.



A evolução temporal das escalas características de velocidade, temperatura e umidade específica é apresentada na figura 4.5. Pode-se verificar que enquanto u_* aumenta lentamente com o tempo (Fig. 4.5a) θ_* permanece praticamente constante durante o período (Fig. 4.5b). O comportamento de q_* segue o comportamento de u_* e θ_* , contudo a amplitude da variação é maior (Fig. 4.5c). Interessante observar que do ponto de vista da CLP a evolução de u_* indica valores em torno de $0,2 \text{ m s}^{-1}$, consistente com o observado (Fig. 2.17).



De um modo geral a evolução da CLP está também relacionada ao balanço de energia (Fig. 4.6) e de momento na superfície (Fig.4.5a). Observa-se que durante a noite o esquema ISBA gerou uma

radiação líquida da ordem de 91 W m^{-2} no topo da camada de vegetação. No nível da superfície, abaixo da camada de vegetação, a radiação líquida não ultrapassou 71 W m^{-2} .

A perda radiativa maior no topo da camada de vegetação (Rn_h) do que na superfície (Rn_G) faz com que a temperatura da superfície diminua progressivamente, cerca de 10 graus durante a noite (Fig. 4.4a). Por outro lado, a umidade específica do ar aumenta de 12 g kg^{-1} para 16 g kg^{-1} (Fig. 4.4b), logo no início da noite em resposta aos valores altos de evaporação na superfície (Fig.4.6).

O comportamento da umidade específica está relacionado com o fato do fluxo de calor latente decrescer rapidamente no início da noite, variando de 40 W m^{-2} a 3 W m^{-2} do início ao fim da noite (Fig. 4.6a). A vegetação não contribui com o fluxo de evaporação observado durante a noite uma vez que L_vE_G é praticamente igual a L_vE_h (Fig. 4.6a). Assim, toda a evaporação ocorrida durante a noite está basicamente relacionada à evaporação da superfície, que por sua vez é determinada pela disponibilidade de água da camada mais rasa do solo (seção 3.3.8). Apesar da evaporação noturna aumentar a umidade específica do ar próximo a superfície em até 4 g kg^{-1} este efeito não é capaz de alterar o conteúdo de água da camada mais rasa do solo, do pelo contrário, o que se observa é um pequeno aumento em w_G induzido pelo fluxo entre a camada representativa do ciclo diurno e a do ciclo anual (Fig. 3.49).

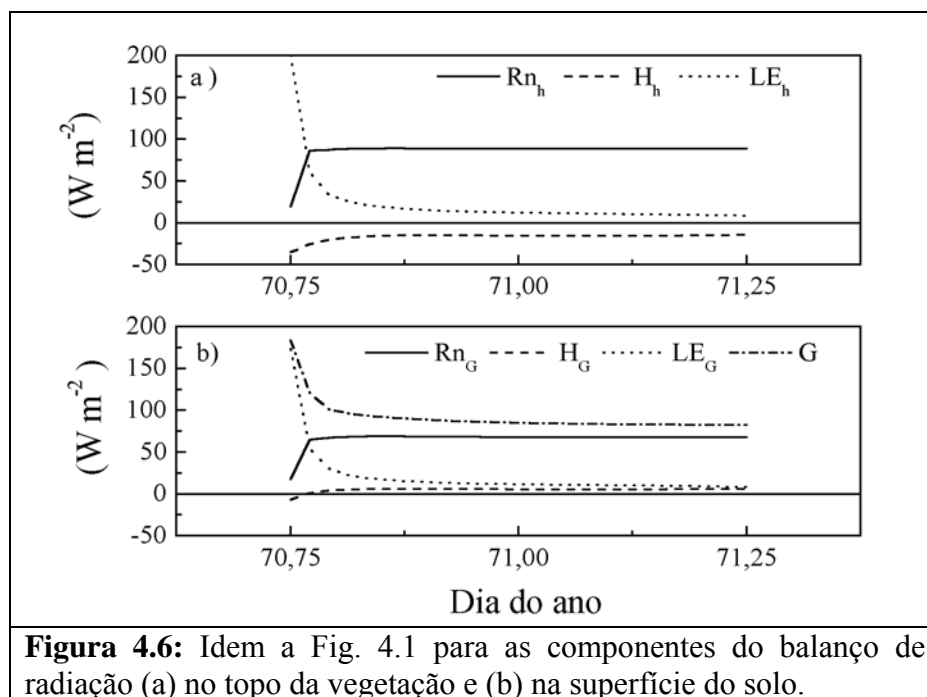


Figura 4.6: Idem a Fig. 4.1 para as componentes do balanço de radiação (a) no topo da vegetação e (b) na superfície do solo.

Por outro lado, o resfriamento da superfície associado à perda líquida de radiação da camada de vegetação faz com que a temperatura da vegetação seja sistematicamente menor do que a do ar em torno, induzindo um fluxo de calor sensível da vegetação (H_F) negativo durante toda noite, com um valor relativamente constante e da ordem de -20 W m^{-2} (Figs. 3.25 e 3.26). A maior parte da perda radiativa durante o período noturno afeta a temperatura do solo. O fluxo de calor no solo acompanha a evolução de R_{nG} (Fig. 4.6b).

O perfil vertical do fluxo vertical das componentes horizontais do vento apresentado nas figuras 4.7a e 4.7b é consistente com a extensão vertical da CLP nos períodos indicados (os números 4, 5 e 6 indicam o perfil vertical as 00:00, 02:00 e 04:00 HL respectivamente). O sentido do fluxo está diretamente correlacionado com a direção do vento, que durante a noite permanece no quadrante SE (Fig. 4.4b), fazendo com que a componente zonal seja *negativa* e a meridional positiva durante toda a noite. Assim, o fluxo vertical de momento na direção zonal, $(\overline{u'w'})$, é positivo indicando que a turbulência está removendo momento do escoamento. O fluxo vertical de momento na direção meridional, $(\overline{v'w'})$, é negativo tal que a turbulência transfere momento positivo para baixo. A taxa de produção local dos fluxos verticais turbulentos de momento está associada ao termo de produção mecânica de covariância através das seguintes expressões:

$$\left. \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial t} \right|_{PM} = -(\overline{w'w'}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

$$\left. \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial t} \right|_{PM} = -(\overline{w'w'}) \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$$

O sinal do cisalhamento vertical das componentes do vento médio: $\partial \bar{u} / \partial z < 0$ e $\partial \bar{v} / \partial z > 0$ indicam que $\partial(\overline{u'w'}) / \partial t \big|_{PM} > 0$ e $\partial(\overline{v'w'}) / \partial t \big|_{PM} < 0$ durante a noite em Iperó. Assim, nas regiões abaixo do JBN, o gradiente vertical da componente zonal é negativo e como consequência a produção mecânica de covariância e o fluxo vertical turbulento de componente zonal são positivos. Da mesma forma, o gradiente vertical da componente meridional é positivo induzindo a produção de $(\overline{v'w'})$ negativa.

A contribuição da produção térmica nos fluxos verticais das componentes horizontais de momento é menos óbvia porque está associada aos fluxos horizontais de calor sensível. A produção térmica de covariância entre u e w tem a seguinte forma:

$$\left. \frac{\partial \overline{(u'w')}}{\partial t} \right|_{PT} = + \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'u')}$$

$$\left. \frac{\partial \overline{(v'w')}}{\partial t} \right|_{PT} = + \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'v')}$$

A componente zonal do fluxo de calor sensível $\overline{(\theta'u')}$ tem sinal negativo (Fig. 4.9a) enquanto a componente meridional $\overline{(\theta'v')}$ tem sinal positivo (Fig. 4.9b) tal que $\partial \overline{(u'w')}/\partial t|_{PT} < 0$ e $\partial \overline{(v'w')}/\partial t|_{PT} > 0$. Assim, devido ao efeito térmico a intensidade dos fluxos verticais turbulentos das componentes horizontais do momento está diminuindo.

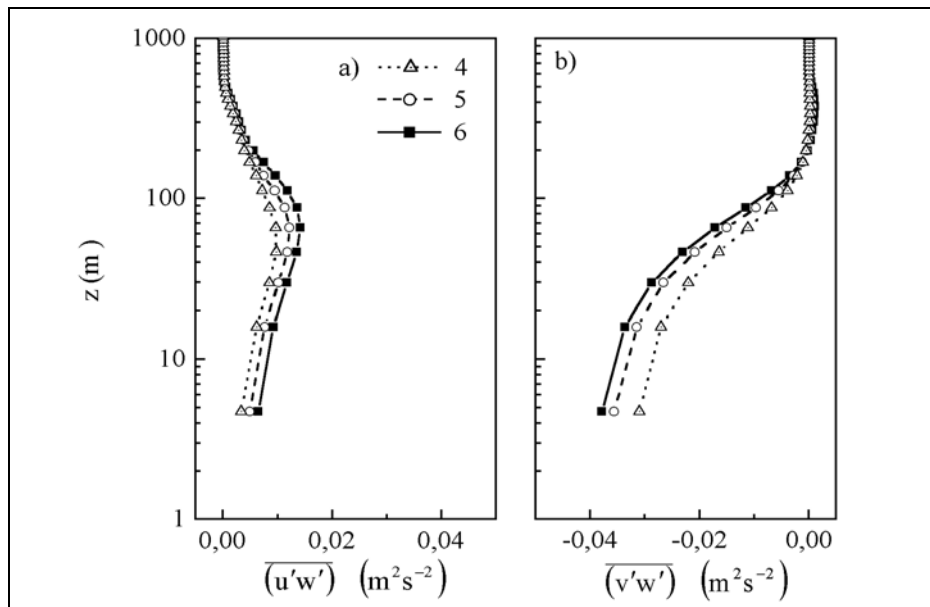


Figura 4.7 Perfis verticais da covariância entre as componentes (a) zonal e vertical; (b) meridional e vertical do vento; Os números 4 a 6 em (a) indicam os resultados da simulação as 00:00 HL, 02:00 HL e 04:00 HL do dia 71 em Iperó.

A distribuição vertical de variância das componentes da velocidade do vento está associada também a produção mecânica e térmica destas variáveis (Fig. 4.8). No caso específico de homogeneidade horizontal os termos de produção mecânica e térmica de variância de velocidade apresentam a seguinte forma:

$$\left. \frac{\partial \sigma_u^2}{\partial t} \right|_{PM} = -2 \overline{(w'u')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

$$\left. \frac{\partial \sigma_v^2}{\partial t} \right|_{PM} = -2 \overline{(w'v')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}$$

A maior contribuição mecânica ocorre na ocorrência na variância de v (Fig. 4.8b) como consequência da maior intensidade do cisalhamento na direção meridional do vento, não existindo contribuição direta da destruição térmica sobre as variâncias das componentes horizontais do vento.

Como o fluxo vertical turbulento de calor sensível é negativo, a destruição térmica atua diretamente no termo da variância da componente vertical do vento, diminuindo a sua intensidade, como indicado abaixo:

$$\left. \frac{\partial \sigma_w^2}{\partial t} \right|_{PT} = 2 \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'w')}$$

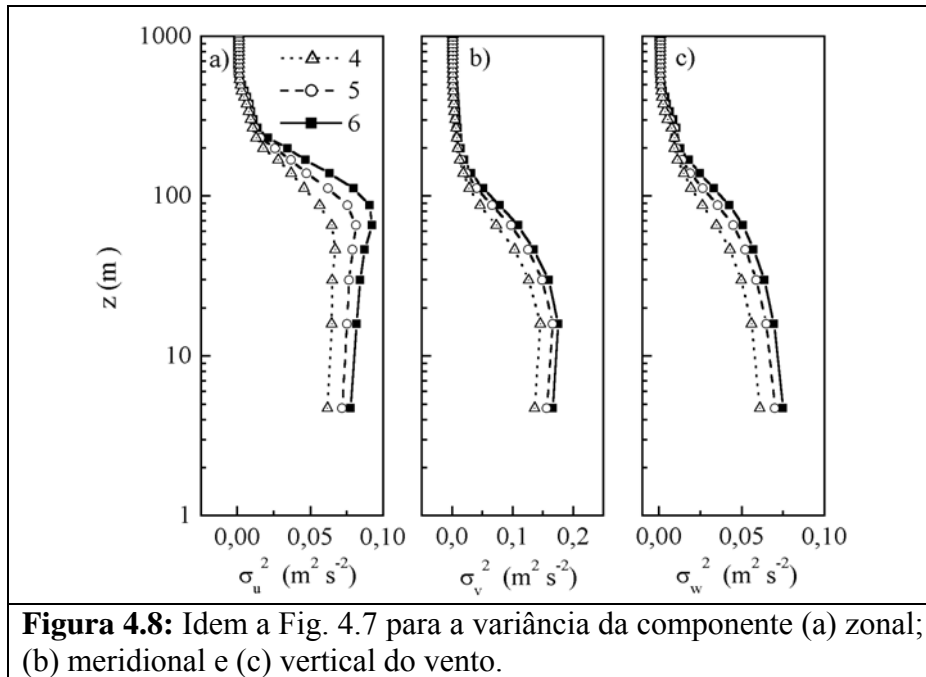
Neste caso, a variância da velocidade vertical é mantida pelo processo de tendência à isotropia descrita através das seguintes relações:

$$\left. \frac{\partial \sigma_u^2}{\partial t} \right|_{TI} = - \left(\frac{3 \overline{(u'u')} - E^2}{9 \tau_{IM}} \right) + c_2 \frac{2}{3} \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'w')}$$

$$\left. \frac{\partial \sigma_v^2}{\partial t} \right|_{TI} = - \left(\frac{3 \overline{(v'v')} - E^2}{9 \tau_{IM}} \right) + c_2 \frac{2}{3} \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'w')}$$

$$\left. \frac{\partial \sigma_w^2}{\partial t} \right|_{TI} = - \left(\frac{3 \overline{(w'w')} - E^2}{9 \tau_{IM}} \right) - c_2 \frac{4}{3} \frac{g}{\theta_0} \overline{(\theta'w')}$$

onde $E^2 = 2e = \overline{(u'u')} + \overline{(v'v')} + \overline{(w'w')}$ e $c_2=0,65$ (Tab. 3.8). Assim, a variância das componentes horizontais está sendo continuamente redistribuída para a variância da velocidade vertical através do termo tendência a isotropia pois a equação da continuidade de massa na CLP implica em $\partial\sigma_w^2/\partial t|_{TI} = -(\partial\sigma_u^2/\partial t|_{TI} + \partial\sigma_v^2/\partial t|_{TI})$ e onde $\partial\sigma_u^2/\partial t|_{TI} < 0$ e $\partial\sigma_v^2/\partial t|_{TI} < 0$.



A distribuição vertical dos fluxos turbulentos de calor sensível obedece a extensão vertical da CLP (Fig. 4.9).

Os valores positivo e negativos de $\overline{(\theta'u')}$ e $\overline{(\theta'v')}$ são determinados pelas taxas de produção mecânica e térmica através das seguintes expressões:

$$\left. \frac{\partial \overline{(\theta'u')}}{\partial t} \right|_{PM} = - \left[\overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right]$$

$$\left. \frac{\partial \overline{(\theta'v')}}{\partial t} \right|_{PM} = - \left[\overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \overline{(v'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right]$$

Nestes casos: $\partial \bar{u}/\partial z < 0$ e $\partial \bar{v}/\partial z > 0$ contribuem para que $\partial(\overline{\theta'u'})/\partial t|_{PM} < 0$ e para que $\partial(\overline{\theta'v'})/\partial t|_{PM} > 0$, enquanto que $\partial \bar{\theta}/\partial z > 0$ faz com que $\partial(\overline{\theta'u'})/\partial t|_{PM} > 0$ e $\partial(\overline{\theta'v'})/\partial t|_{PM} < 0$ porque $(\overline{v'w'})$ é negativo e $(\overline{u'w'})$ é positivo, respectivamente.

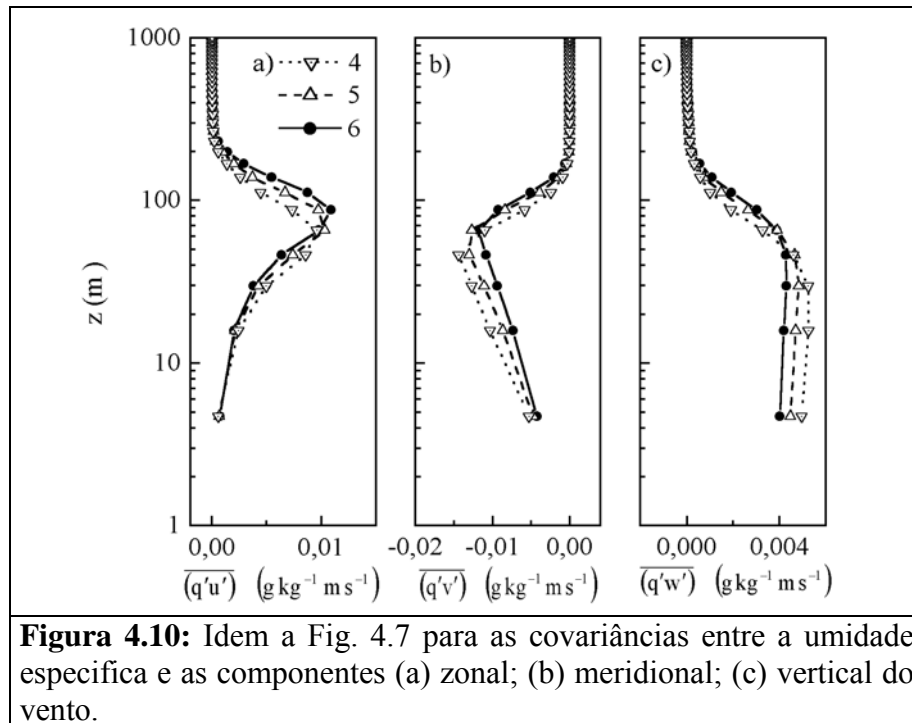
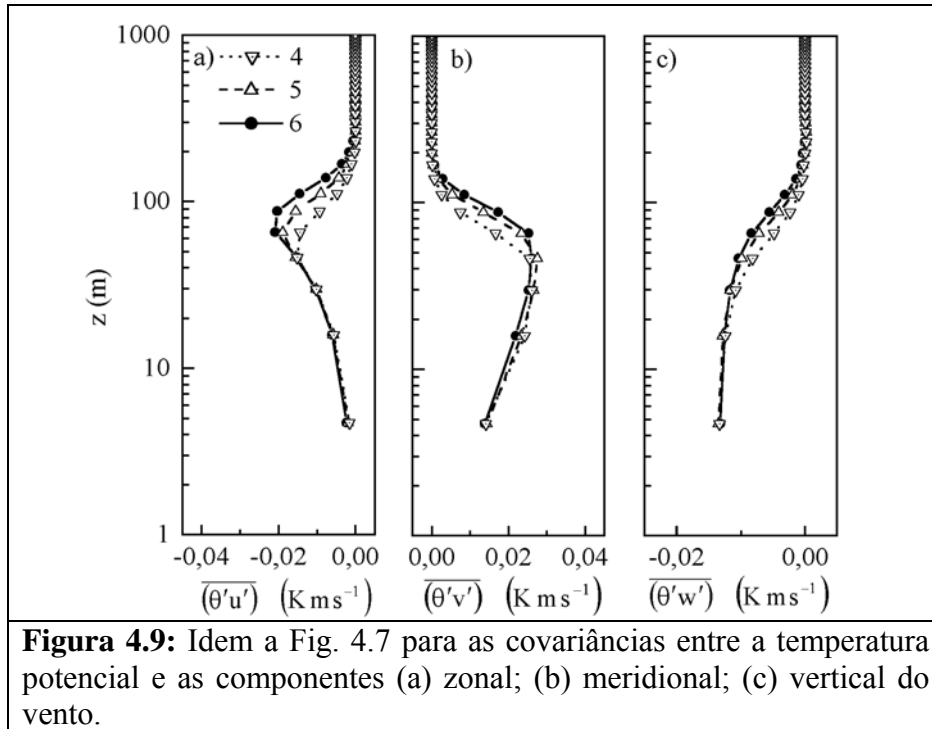
Assim, como $(\overline{\theta'u'})$ e $(\overline{\theta'v'})$ são, respectivamente, positivo e negativo durante toda a noite em Iperó, o primeiro termo, em cada uma das duas expressões acima, representa a destruição térmica de $(\overline{\theta'u'})$ e $(\overline{\theta'v'})$, enquanto o segundo representa a produção mecânica.

É interessante observar que a variância de velocidade vertical, que é atenuada pelo termo de destruição térmica descrito acima, atua no sentido de intensificar o fluxo vertical de calor sensível, tornando-o mais negativo à medida que a intensidade da inversão térmica aumenta, conforme indicado abaixo:

$$\left. \frac{\partial(\overline{\theta'w'})}{\partial t} \right|_{PM+PT} = -(\overline{w'w'}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{g}{\theta_0} (\overline{\theta'\theta'})$$

Este processo de compensação negativo é responsável pela progressiva diminuição na intensidade da turbulência à medida que a intensidade da inversão térmica aumenta durante a noite. Durante o período noturno a variância da temperatura potencial atua sempre no sentido de reduzir a intensidade do fluxo vertical de calor sensível.

O comportamento apresentado pelos perfis verticais dos fluxos de vapor de água, $(\overline{q'u'})$, $(\overline{q'v'})$ e $(\overline{q'w'})$ é similar ao dos fluxos de calor sensível (Fig. 4.10). A única diferença é que o fluxo vertical de vapor é positivo durante toda a noite, enquanto que os fluxos horizontais, $(\overline{q'u'})$ e $(\overline{q'v'})$, são negativo e positivo respectivamente ao longo da CLP estável. A razão para este comportamento está, como no caso dos fluxos de calor, associada à produção mecânica e térmica de covariância entre flutuação das componentes de velocidade e de umidade específica.



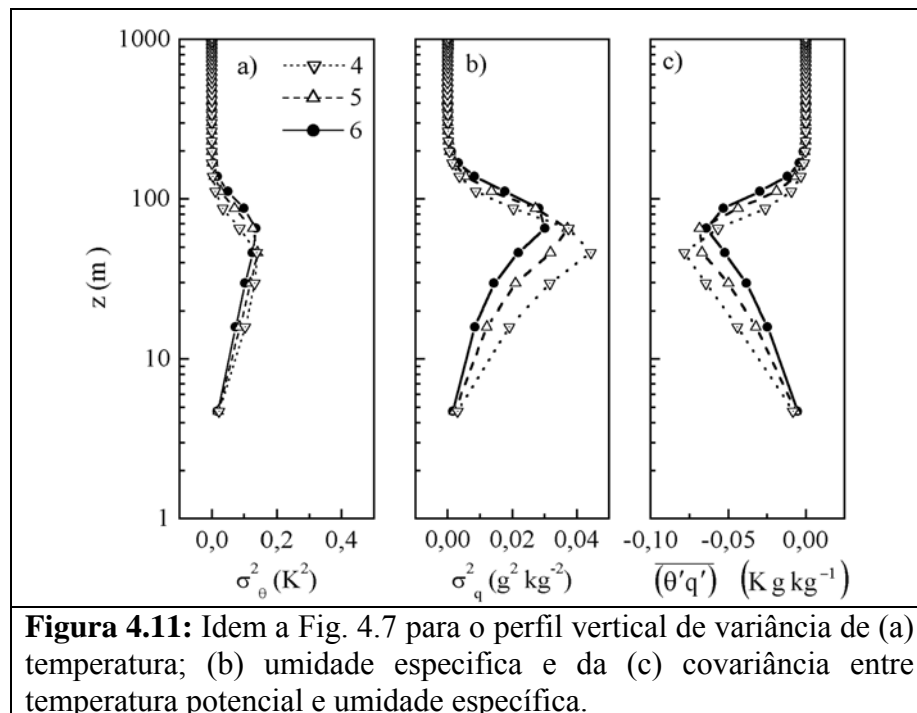
Os perfis verticais das variâncias de temperatura potencial e de umidade específica e da covariância entre estes dois parâmetros são apresentados na figura 4.11. Os máximos ocorrem próximo ao topo da CLP. As produções mecânica e térmica destes momentos estatísticos são descritas através das seguintes expressões:

$$\left. \frac{\partial(\overline{\theta'\theta'})}{\partial t} \right|_{PM+PT} = -2 \overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$$

$$\left. \frac{\partial(\overline{q'q'})}{\partial t} \right|_{PM+PT} = -2 \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}$$

$$\left. \frac{\partial(\overline{\theta'q'})}{\partial t} \right|_{PM+PT} = - \left[\overline{(\theta'w')} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \overline{(q'w')} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right]$$

Os máximos destas propriedades ocorrem próximo ao topo da CLP estável porque os gradientes verticais de temperatura potencial e umidade específica são mais intensos nestas regiões da CLP (Fig. 4.4a e 4.4b).



A análise das características da CLP durante o período noturno em Iperó indica que existe uma relação forte entre os termos de produção e destruição de turbulência e a estrutura vertical dos momentos estatísticos de segunda ordem. Além disso, observa-se que apesar de ocorrer variações significativas na estrutura média do vento, temperatura potencial e umidade durante a noite, a estrutura vertical dos momentos estatísticos de segunda ordem não acompanha estas mudanças. Isto se deve em grande parte ao fato de existir um equilíbrio entre os termos de produção e destruição destas propriedades.

O equilíbrio da CLP estável pode ser evidenciado através da análise da distribuição vertical dos termos da equação da energia cinética turbulenta descrita abaixo.

$$\frac{\partial \bar{e}}{\partial t} = - \underbrace{\left[\overline{(u'w')} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{(v'w')} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]}_{P_M} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(e + \frac{p'}{\rho_0} \right) w' \right]}_T + \underbrace{\frac{g}{\theta_0} \left[\overline{(\theta'w')} \right]}_{P_T} - \varepsilon$$

Esta equação descreve o balanço de energia cinética turbulenta sob condições de homogeneidade horizontal. Os termos de produção mecânica, transporte e produção térmica são indicados nesta equação por P_M , T e P_T respectivamente.

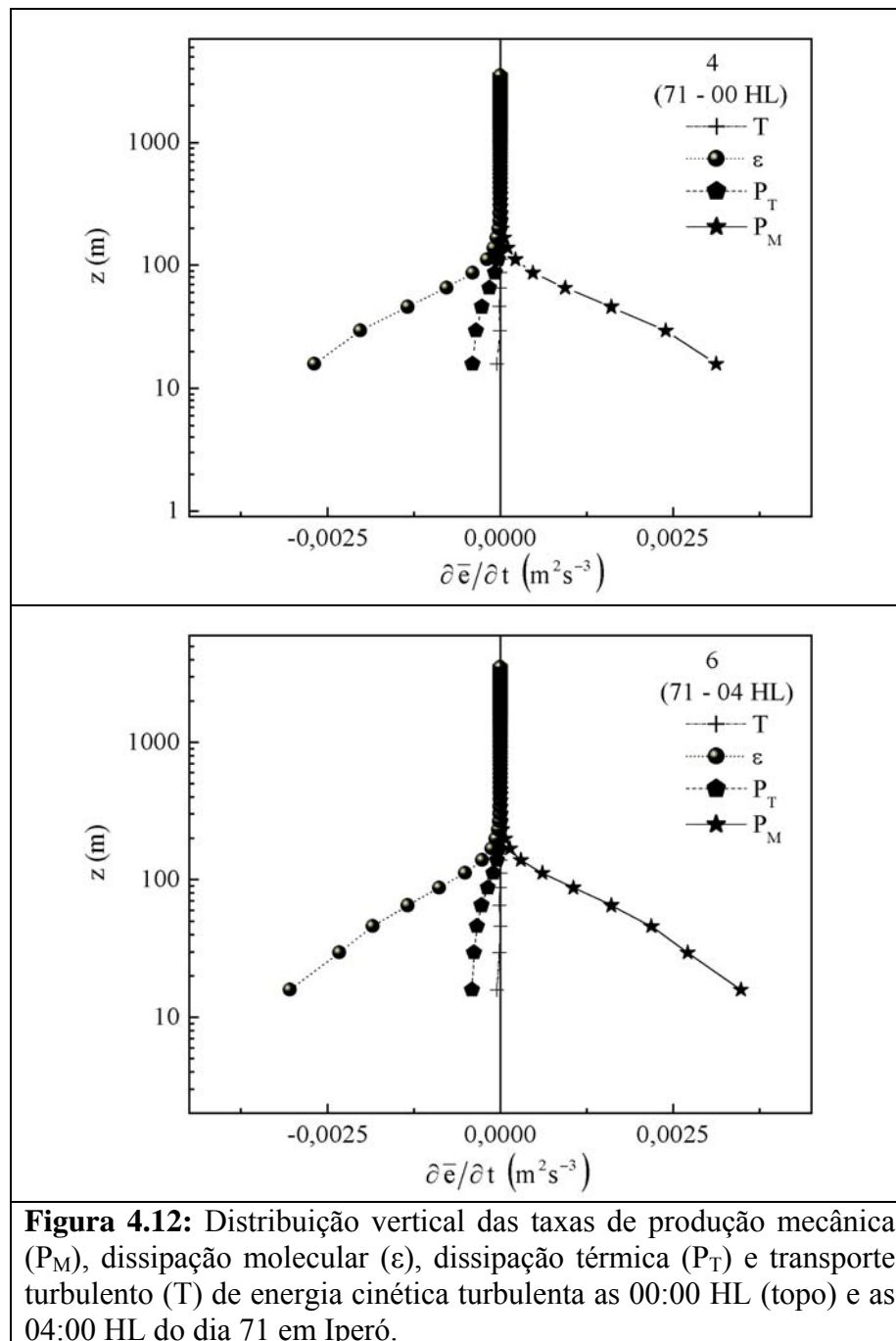
A título de exemplo, os perfis verticais dos quatro termos da equação da ECT são apresentados na figura 4.12 para dois horários: 20:00 HL do dia 70 e 04:00 HL do dia 71. Verifica-se na figura 4.12 que realmente existe um equilíbrio entre os termos de produção mecânica, destruição térmica e dissipação molecular ao longo da CLP durante toda a noite. Além disso, transporte turbulento de energia cinética turbulenta e da flutuação de pressão não desempenha papel relevante na manutenção da turbulência na CLP estável.

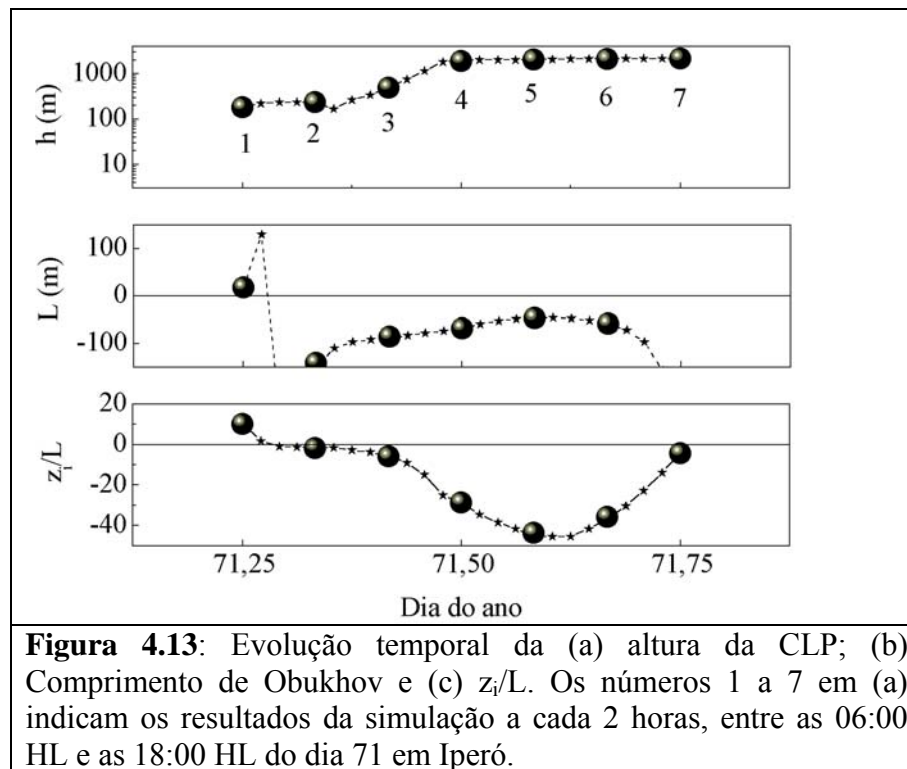
4.2 Evolução diurna da camada limite planetária

A evolução diurna da CLP está basicamente associada com a produção térmica de turbulência induzida pelo aquecimento solar da superfície. Durante o período de 12 horas a altura da CLP variou entre 160 e 2200 m (Fig. 4.13a). A altura máxima da CLP simulada é maior do que a observada (1800 m) em Iperó no dia 71 (Fig. 2.6).

Esta diferença pode estar associada a várias causas, entre elas destaca-se a incerteza na determinação da estabilidade da atmosfera livre, que pode ser maior do que o valor utilizado nesta

simulação (Tab. 3.15). Existe também a possibilidade da estabilidade da atmosfera livre estar variando com o tempo devido a ação de outros processos físicos que não estão presentes no modelo unidimensional (por exemplo, radiação, nuvem e advecção). Outra causa importante é a ausência de subsidência nas simulações apresentadas aqui. O efeito de subsidência de escala sinótica ou mesmo associada às nuvens atuaria no sentido de restringir a evolução vertical da CLP, principalmente durante o dia. Esta é uma questão importante que deve ser investigada em futuros trabalhos envolvendo simulação da CLP na região de Iperó.





Deve ser ressaltado também que apesar da evolução vertical da CLP durante o período convectivo independer das condições iniciais (por exemplo, altura e intensidade da inversão de superfície) os resultados apresentados aqui fazem parte de uma simulação iniciada as 18:00 HL do dia 69. Assim, a evolução da CLP no dia 71 (dia apresentado aqui) está afetada pelo impacto causado pela evolução diurna da CLP no dia 70 sobre na estrutura termodinâmica da atmosfera.

A evolução temporal do comprimento de Obukhov (Fig. 4.13b) e da razão z_i/L (Fig. 4.13c) indicam que apesar do intenso aquecimento solar observado no verão (Fig. 3.20) a produção mecânica de ECT dominou os processo turbulentos abaixo de 100 m até cerca das 12:00 HL. Depois desse horário, z_i/L atingiu o valor máximo de -45 e a mistura turbulenta de origem térmica passou a determinar a evolução da CLP em Iperó. Este aparente atraso na ação do empuxo está ligado ao fato do fluxo de calor sensível apresentar um máximo depois do meio dia. Este efeito deve ser melhor investigado em um trabalho futuro, pois as observações indicam que o máximo no fluxo de calor sensível está em fase com o da radiação líquida, que por sua vez apresenta um máximo por volta das 12:00 HL.

A evolução temporal do vento na CLP diurna mostra que o padrão noturno de oscilação inercial é quebrado a medida em que a turbulência de origem térmica intensifica a mistura vertical (Fig. 4.14). Por volta das 12:00 HL, o vento em toda a CLP converge para um valor um pouco abaixo do geostrófico, aumentando com isso o seu valor próximo da superfície (Fig. 4.14).

A trajetória descrita pelo vetor posição do vento horizontal no nível de referência ($z = 10$ m na Fig. 4.14) indica o quanto é difícil interpretar a evolução do vento na superfície. As observações realizadas em Iperó (Fig. 2.28) indicam que o vento em superfície segue um comportamento muito similar ao das regiões mais próximo do litoral (Oliveira *et al.*, 2003).

A oscilação inercial explica a presença de máximos noturnos na região de Iperó, contudo não explica as oscilações diurnas observadas na superfície (Fig. 2.26). No caso de Iperó elas podem estar associadas às circulações locais de origem térmica (Karam, 1995; Karam, 2002).

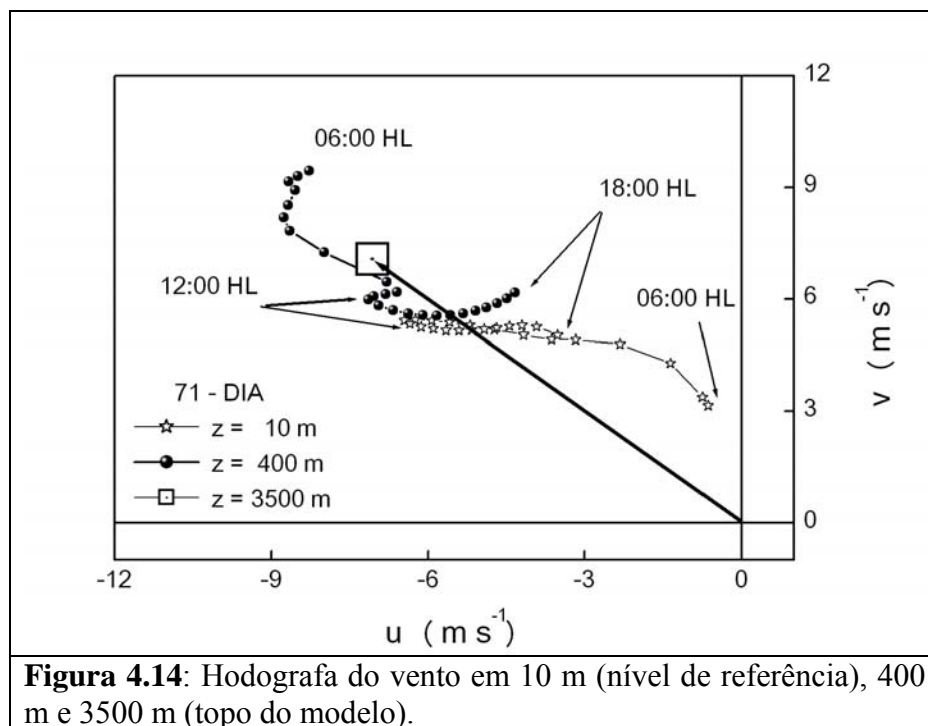
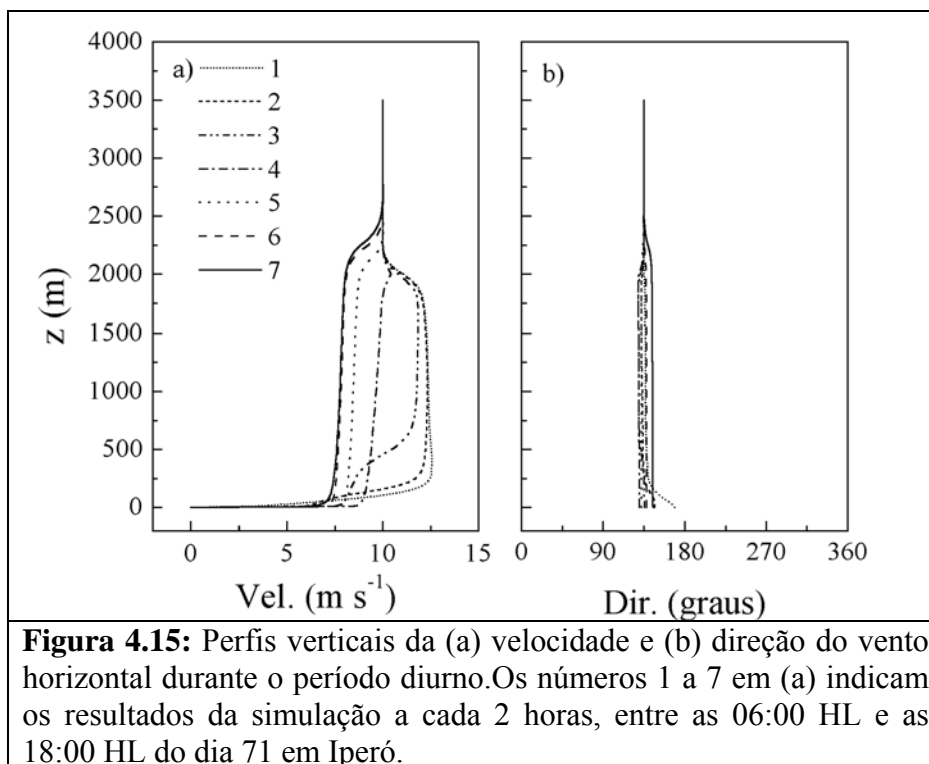


Figura 4.14: Hodografa do vento em 10 m (nível de referência), 400 m e 3500 m (topo do modelo).

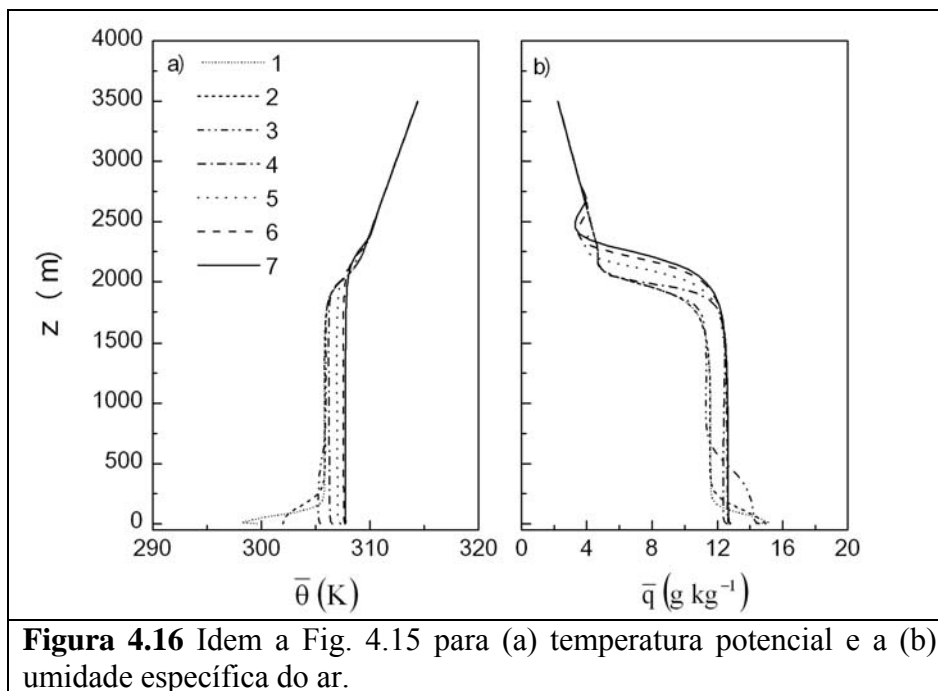
A estrutura vertical do vento pode ser visualizada na figura 4.15. Nesta figura verifica-se que no final do dia (curva contínua 7) o vento está praticamente constante em toda a CLP. Neste horário existe um déficit de momento ($\bar{V}_G - \bar{V}$) que irá gerar a oscilação inercial durante a noite, fazendo com que o vento ao longo da CMR ultrapasse o valor do vento geostrófico durante uma parte do período noturno em Iperó (Fig. 4.15a).



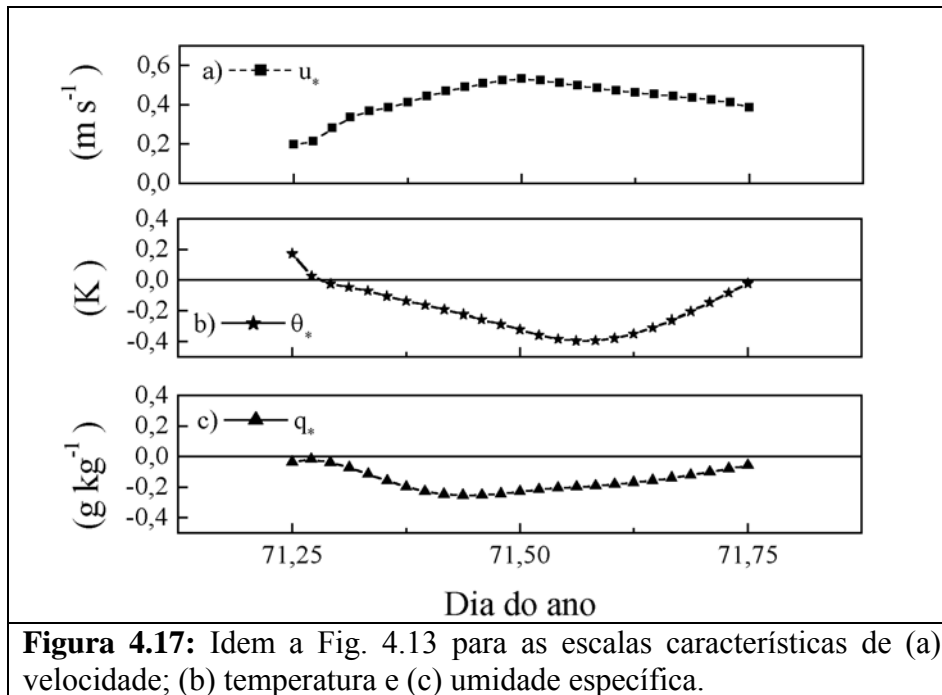
A estrutura vertical da temperatura potencial e da umidade específica está indicada na figura 4.16. Nela observa-se a quebra de inversão térmica de superfície e o estabelecimento de uma camada de mistura em praticamente toda a extensão vertical da CLP (Fig. 4.16a). A evolução da umidade segue um padrão semelhante, com o estabelecimento de uma camada de mistura que ocupa praticamente a mesma extensão vertical que a da temperatura potencial (Fig. 4.16b).

É interessante comparar a estrutura termodinâmica simulada com a radiossondagem realizada em Iperó as 19:25 HL do dia 71 (Fig. 2.6). Inicialmente verifica-se que o perfil vertical simulado apresenta uma semelhança muito grande com o perfil idealizado. Outro aspecto importante é a discrepância entre a simulação e a observação nos primeiros 500 metros. O MFSO representa os processos de troca de energia e massa na superfície de uma forma bastante adequada, levando-se a concluir que estas discrepâncias são resultantes da ação de efeitos não locais na CLP em Iperó. Assim, a única forma de ser produzido um resfriamento e umedecimento como o observado neste dia em Iperó é através da penetração de uma massa de ar com características bastante distintas da massa de ar gerada localmente através da interação com a superfície. Esta advecção pode estar associada à penetração da brisa marítima em Iperó ou mesmo a penetração de massas de ar modificadas por

nuvens precipitantes ou pela ação de laminas de água existentes na superfície. As simulações com modelo de mesoescala (Karam, 2002) indicam que a brisa marítima penetra na região de Iperó, contudo não penetram com intensidade suficiente para causar as modificações observadas na temperatura e umidade. Esta questão deverá ser investigada no futuro porque a penertração de brisa marítima pode modificar drasticamente a estrutura da baixa atmosfera afetando com isso os padrões locais de dispersão de poluentes.



A evolução temporal das escalas características de velocidade, temperatura e umidade específica refletem o padrão diurno esperado para uma superfície continental coberta parcialmente (25%) por uma camada de vegetação (Fig. 4.17). Durante o dia ocorre um progressivo aumento de u_* associado a intensificação do vento na superfície (Figs 4.14a e 4.15a). A amplitude do ciclo diurno das escalas de temperatura e umidade específica são por sua vez compatíveis com as amplitudes do ciclo diurno dos fluxos de calor sensível e latente na superfície (Fig. 3.33).



A evolução vertical dos fluxos verticais turbulentos de momento é compatível com o esperado (Fig. 4.18). Observa-se nesta figura a presença de uma camada de fluxo constante próximo a superfície, sendo possível identificar visualmente a extensão da CLS (~100 m). No perfil de $\overline{(u'w')}$ das 12:00 HL (perfil 4 na Fig. 4.18a) observa-se a presença de um máximo próximo ao topo da CLP, associado à intensificação do entranhamento de momento nesse local. Esta intensificação ocorre no período de rápido crescimento da CLP, em geral, depois que a inversão térmica de superfície é diluída. Neste período a CLP passa a crescer na camada de mistura residual onde o gradiente vertical de temperatura potencial é nulo ou muito próximo de zero. Este efeito está associado também a presença de JBN. Ambas as covariâncias apresentam uma distribuição linear com a altura acima da CLS.

A estrutura vertical das variâncias das componentes da velocidade (Fig. 4.19) indica a presença de um máximo relativo ao longo da segunda metade da CLP. Este padrão é típico de CLP convectiva e reflete o fato da produção térmica estar atuando diretamente na geração de variância da componente vertical do vento ($\partial\sigma_w^2/\partial t|_{PT} = 2(g/\theta_0)\overline{(\theta'w')}$), e indiretamente na geração de variância das componentes zonal e meridional através dos termos de tendência a isotropia. Os termos de produção

mecânica são importantes apenas nas regiões mais próximas da superfície. Deve ser ressaltado que o transporte vertical desempenha um papel importante na definição da estrutura vertical da CLP convectiva. Como o transporte turbulento no MFSO usado aqui foi parametrizado como uma relação fluxo-gradiente, o efeito do transporte será sempre no sentido do gradiente da propriedade.

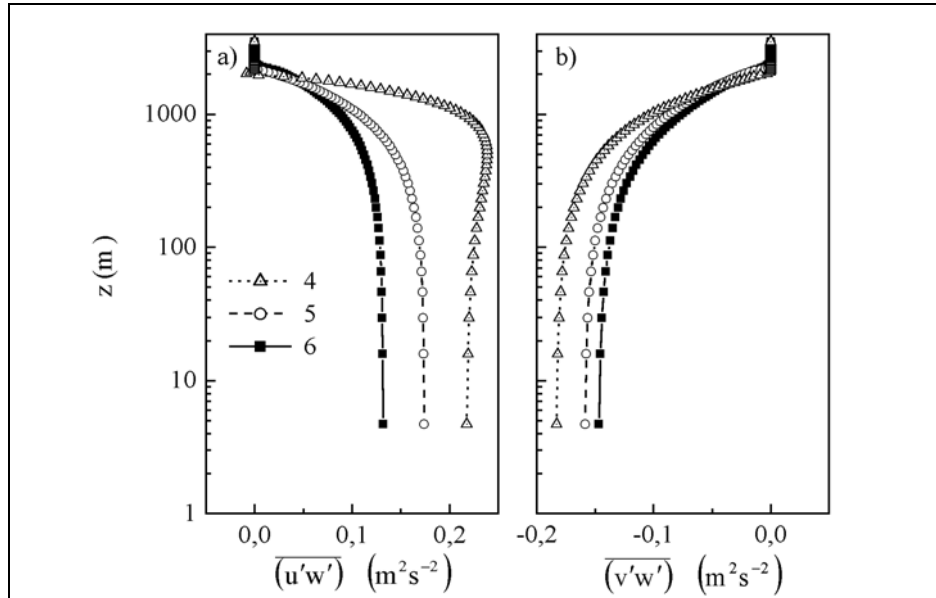


Figura 4.18 Evolução dos perfis verticais da covariância entre as componentes (a) zonal e vertical; (b) meridional e vertical do vento. Os números 4 a 6 em (a) indicam os resultados da simulação as 12:00 HL, 14:00 HL e 16:00 HL do dia 71 em Iperó.

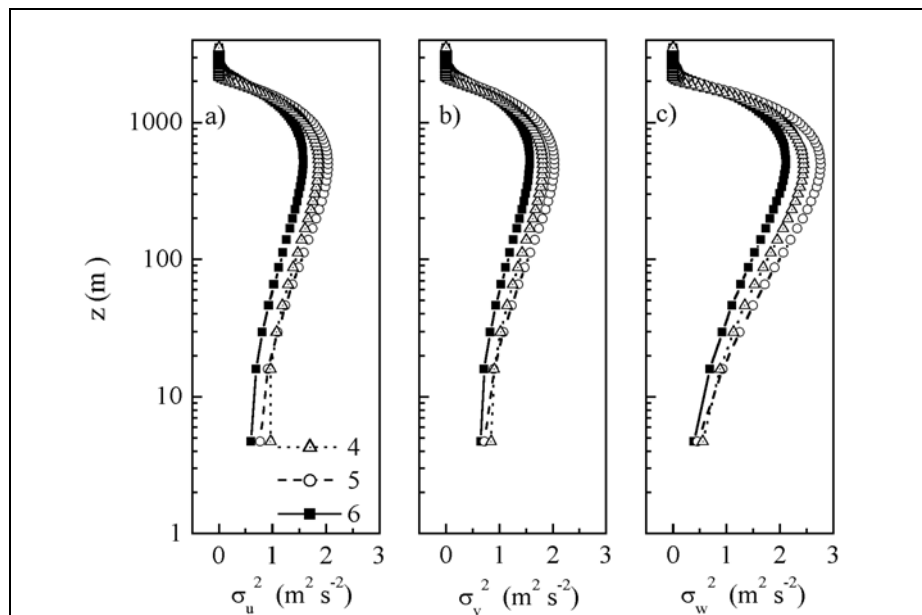
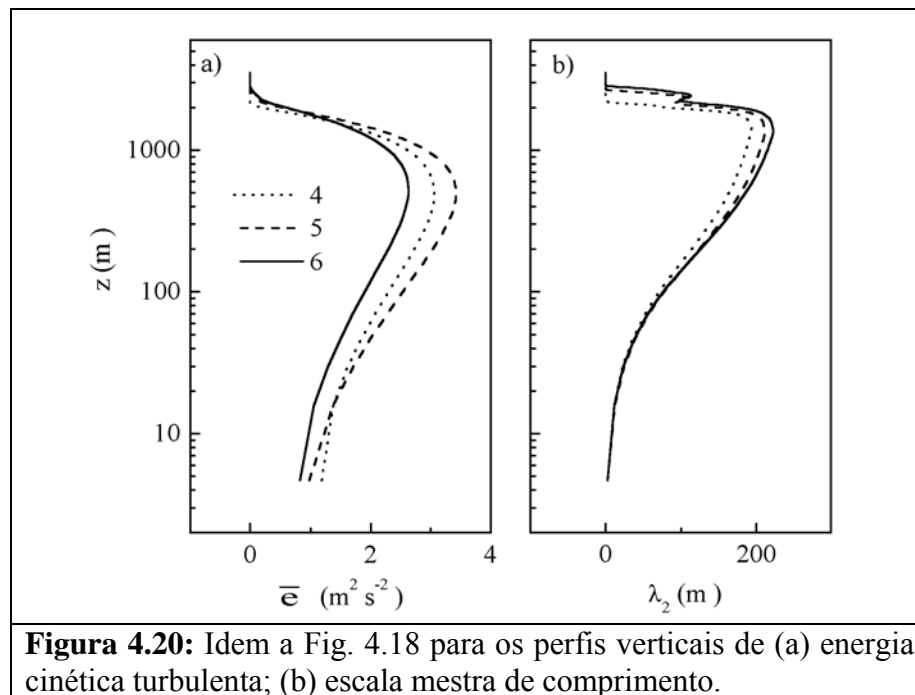
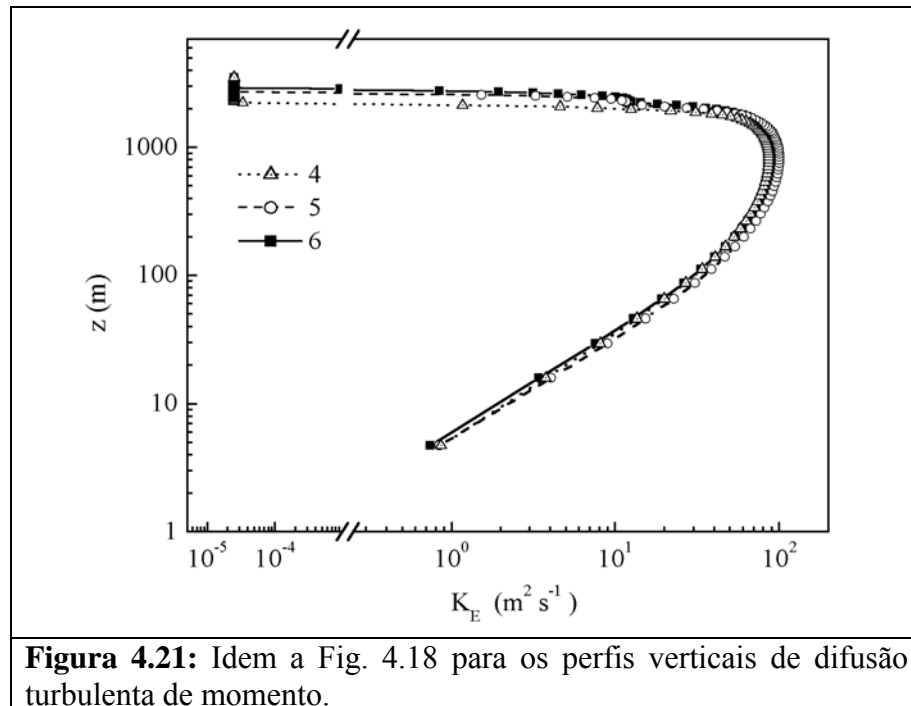


Figura 4.19 Idem a Fig. 4.18 para o perfil vertical da variância da componente (a) zonal; (b) meridional e (c) vertical do vento.

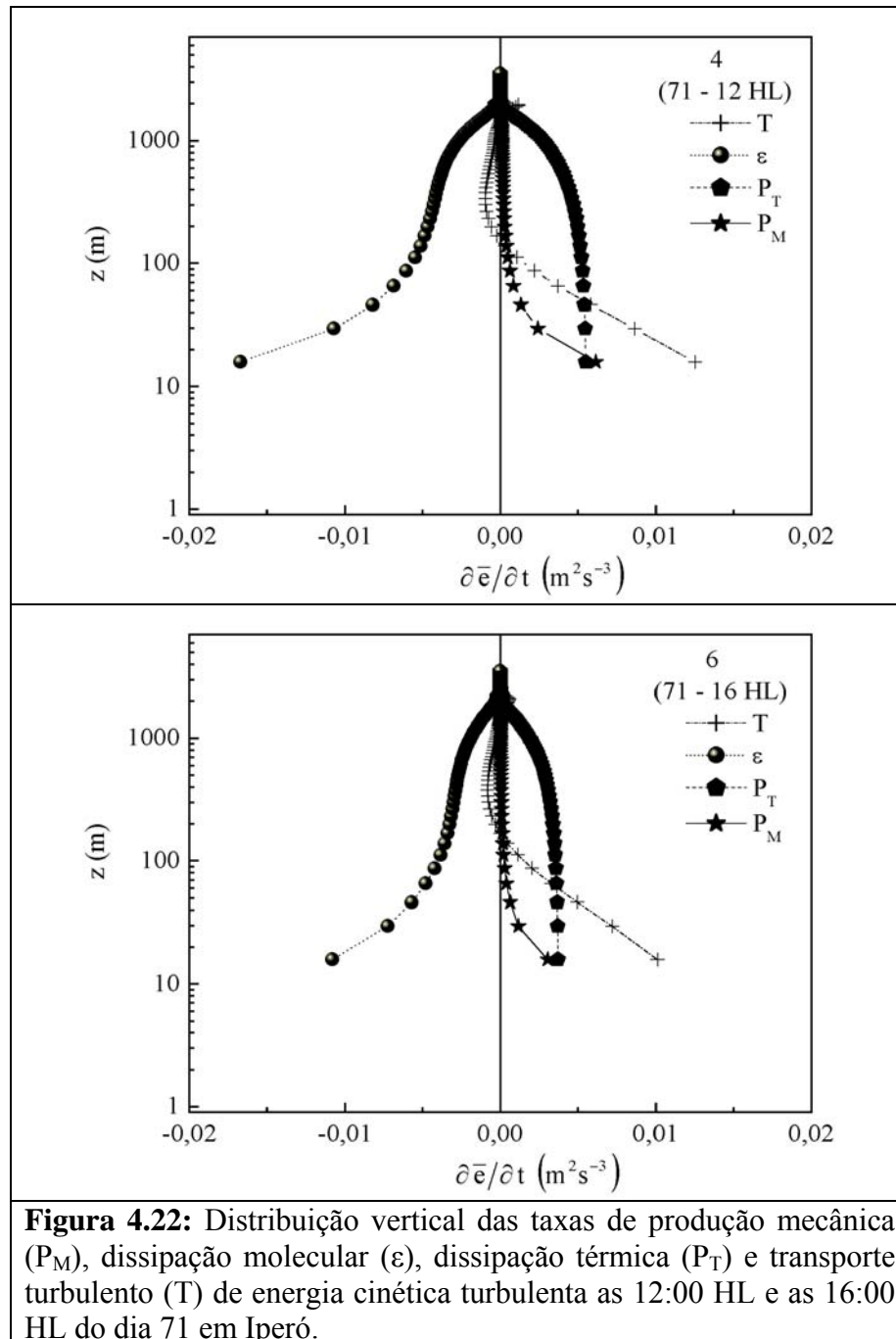
A distribuição vertical da energia cinética turbulenta e da escala mestra de comprimento proposta por Nakanishi (2001) é apresentada na figura 4.20. A escala varia entre 2,8 m próximo a superfície a cerca de 190 m em torno de 1450 m, enquanto a distribuição vertical da energia cinética turbulenta indica a presença de um máximo local cuja posição é, em grande parte, definida pelo comportamento da variância da componente vertical da velocidade (Fig.4.20c). É interessante observar que ao contrário da escala mestra proposta por Mellor e Yamada (1982), a escala de Nakanishi (2001) converge para zero nas regiões onde não existe turbulência acima do topo da CLP, tornando esta escala mais representativa das escalas características da turbulência na CLP pois leva em conta o efeito inibidor da estrutura térmica da região acima da CLP sobre a turbulência.



O comportamento dos perfis verticais do coeficiente de difusão turbulenta de momento (Fig. 4.21) durante o período convectivo reflete o da distribuição vertical da energia cinética turbulenta e a escala mestra (Fig. 4.20). O máximo valor do coeficiente de difusão turbulenta ocorre em torno de 1000 m e vale cerca de $85 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Este valor é compatível com o observado na CLP convectiva. No nível mais próximo a superfície (4,7m) K_E vale $0,9 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Os perfis verticais dos coeficientes de difusão turbulenta dos momentos estatísticos que envolvem a temperatura e a umidade específica ($K_{u\theta}$ e K_θ) apresentam um comportamento similar e não são apresentados aqui.



As componentes da equação da energia cinética turbulenta durante o período convectivo diurno apresentada na figura 4.22, indicam que o termo de produção térmica (PT) é dominante durante o dia na maior parte da CLP. A produção mecânica é maior do que a produção térmica próximo à superfície e no topo da CLP. O transporte turbulento de ECT apresenta um máximo positivo próximo a superfície. O transporte turbulento no MFSO atua sempre no sentido contrário ao do gradiente da propriedade. No caso da distribuição da ECT durante o dia o transporte turbulento está atuando no sentido de aumentar a ECT na superfície e no topo da CLP (Fig. 4.20). Este fato de uma certa forma contraria a hipótese utilizada na derivação das condições de contorno inferior onde o transporte turbulento tende a zero próximo a superfície (seção 3.2.2). Esta questão será investigada com maior detalhe no futuro. Na CLP convectiva a taxa de dissipação molecular compensa os termos de produção e transporte na maior parte da CLP. Próximo à superfície o aumento da ECT causado pelo transporte turbulento não está sendo compensando pela dissipação molecular.

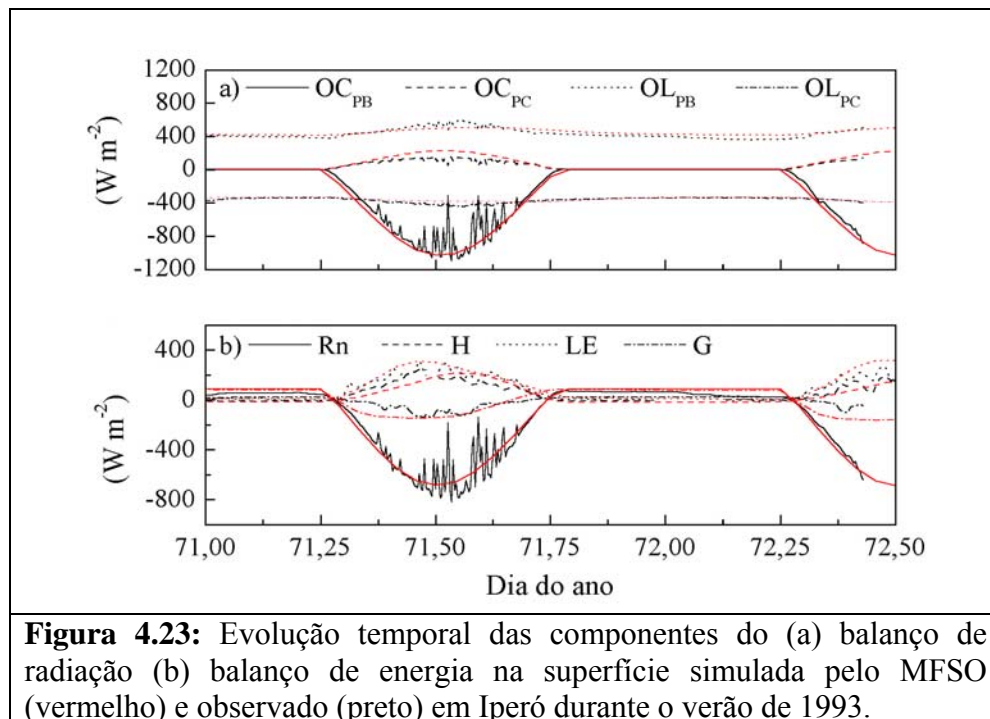


4.3. Comparação com observações em Iperó

A maneira mais adequada de validar um modelo de CLP é através da comparação direta com as observações. Contudo, a comparação entre modelo e observação tem que ser realizada com extremo cuidado, levando-se em conta as hipóteses impostas ao modelo e as limitações das observações (Hess e Garrat, 2002; Anantharaman *et al.*, 2003).

Neste trabalho foram escolhidos os períodos de verão (dias 71 e 72 de 1993) e de inverno (dias 213 e 214 de 1992) para comparação com as simulações numéricas, onde utilizadas as condições iniciais e de contorno descritas nas tabelas 3.15 e 4.1.

Nas figuras 4.23 e 4.24 são apresentadas as comparações entre as evoluções temporais das componentes do balanço de radiação e de energia observada (preto) e simulada (vermelho) nestes dois períodos.



De um modo geral verifica-se que o MFSO acoplado ao esquema ISBA reproduz com bastante precisão as componentes do balanço de radiação na região de Iperó tanto no verão quanto no inverno (Figs. 4.23a. e 4.24a). A única discrepância visível está associada a incapacidade deste

modelo reproduzir as oscilações nas componentes da radiação solar associada às nuvens. A amplitude e a fase dos fluxos radiativos foram muito bem capturados pelo esquema ISBA.

A evolução temporal das componentes do balanço de energia observada também é bem reproduzida pelo modelo (Figs. 4.23b e 4.24b). Novamente as oscilações da radiação líquida induzem oscilações nos fluxos de calor turbulentos e que não são reproduzidas pelo modelo.

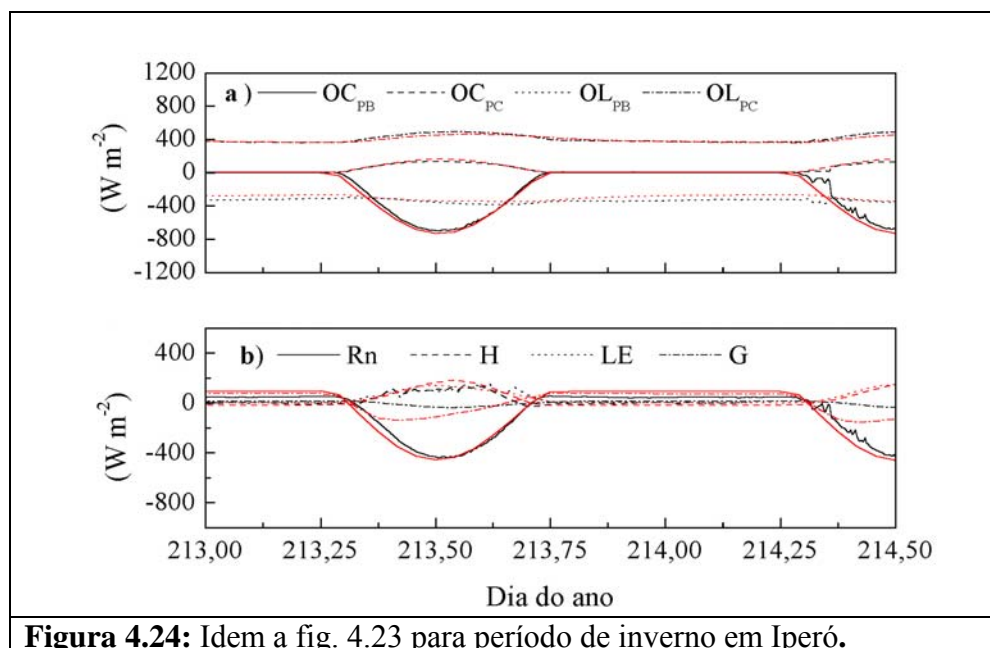


Figura 4.24: Idem a fig. 4.23 para período de inverno em Iperó.

Entre todas as componentes do balanço de radiação e de energia na superfície a única que apresenta grandes discrepâncias é a evolução do fluxo de calor no solo (G em Figs. 4.23b e 4.24b). Como já foi colocado em diferentes momentos deste trabalho, no processo de validação do esquema ISBA para Iperó as propriedades do solo foram ajustadas a partir das observações disponíveis, priorizando-se utilizar as que melhor reproduziram os fluxos radiativos e turbulentos. A concordância apresentada pelos fluxos de calor sensível, latente e momento entre os três níveis de observação em Iperó (Figs. 2.16 e 2.17) conferiu a estes parâmetros uma importância maior do que as medidas de fluxo de calor no solo.

Verifica-se que a concordância entre as escalas características de velocidade e temperatura observada e simulada é maior durante a noite e menor durante o dia (Figs. 4.25 e 4.26). Na simulação do verão, o modelo tende a superestimar a intensidade da escala característica de

velocidade na primeira metade do dia e a subestimar a escala característica de temperatura durante o dia (Fig. 4.25). No inverno, esta discrepância é um pouco menor nas simulações diurnas e um pouco maior nas simulações dos períodos noturnos (Fig. 4.26).

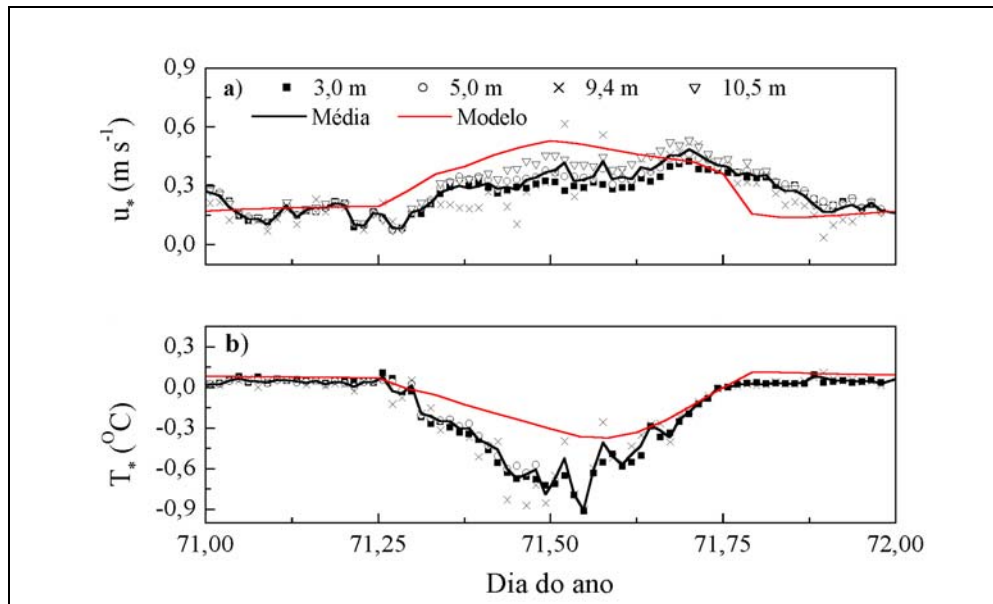


Figura 4.25: Evolução temporal das escalas características de (a) velocidade e de (b) temperatura simulados pelo MFSO (vermelho) e observado em Iperó (preto) durante o verão de 1993.

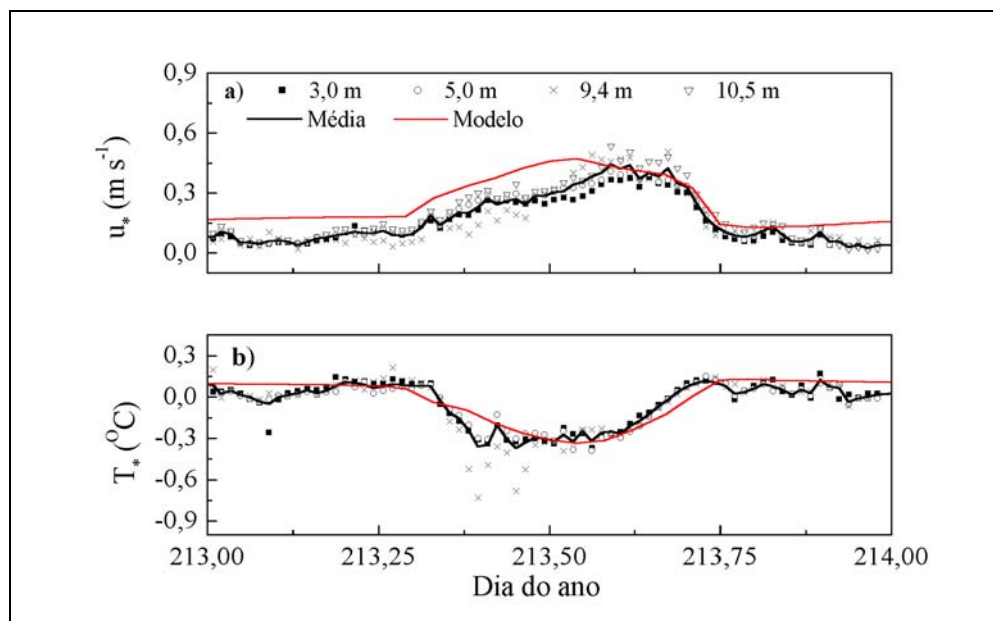
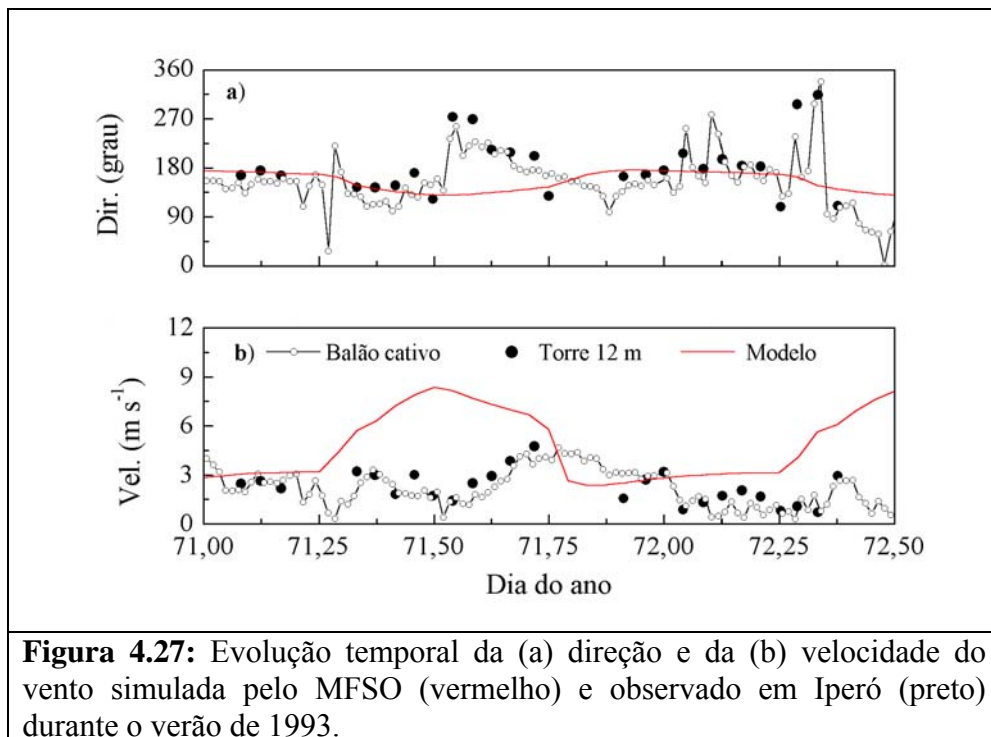


Figura 4.26: idem a fig. 4.25 para o período de inverno em Iperó.

A velocidade e a direção do vento simulado apresenta discrepâncias significativas em relação às observações tanto no verão quanto no inverno em Iperó (Fig. 4.27 e 4.28). Durante o período diurno o modelo superestimou de forma sistemática a intensidade do escoamento na primeira metade do dia em ambas estações (Figs. 4.27b e 4.28b). Durante a tarde e todo o período noturno as discrepâncias entre a velocidade observada e simulada ficaram menores.

A direção do vento no período diurno foi simulada de forma menos discrepante somente no período de verão (Fig. 4.27a). Esta discrepância já era esperada, pois o campo do vento na região Iperó apresenta um padrão diurno associado aos efeitos topográficos em diferentes escalas espaciais que não foi incluído no modelo unidimensional usado nas simulações. As simulações foram planejadas para representar somente a variação no campo do vento associada à oscilação inercial.



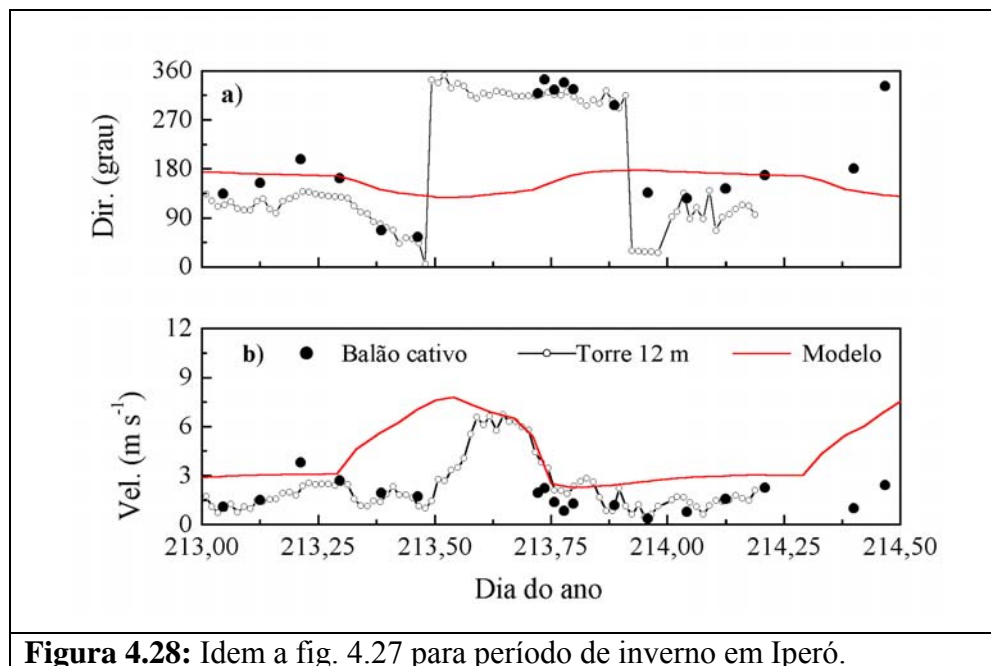


Figura 4.28: Idem a fig. 4.27 para período de inverno em Iperó.

A evolução da temperatura e da umidade relativa do ar é apresentada nas figuras 4.29 e 30. Neste caso a concordância entre a observação e a simulação é excelente tanto para a temperatura do ar quanto para a umidade relativa no verão (Figs. 4.29b e 4.29c), sendo que as maiores discrepâncias ocorrem nas simulações de inverno (Fig.4.30b e 4.30c). No inverno, apesar da amplitude do ciclo diurno estar sendo simulada de maneira correta a temperatura observada está sistematicamente maior do que a simulada em quase todo o período (Fig. 4.30b). As discrepâncias da umidade relativa estão relacionadas com as da temperatura do ar que por estarem sendo subestimadas causam um aumento na umidade relativa, principalmente durante o período noturno. A discrepância encontrada durante a simulação de inverno em Iperó também deve estar associada à ausência do efeito de advecção horizontal de temperatura no MFSO. Deve ser ressaltado que a pressão atmosférica em todas as simulações foi mantida constante e igual ao valor inicial (Figs. 4.29a e 4.30a). Verifica-se nestas figuras que as variações de pressão observadas em Iperó durante os experimentos de verão e inverno são muito pequenas. Assim, as discrepâncias encontradas na umidade relativa do ar nas simulações de inverno não estão associadas ao fato da pressão atmosférica ter sido considerada constante durante as simulações (seção 3.2.6).

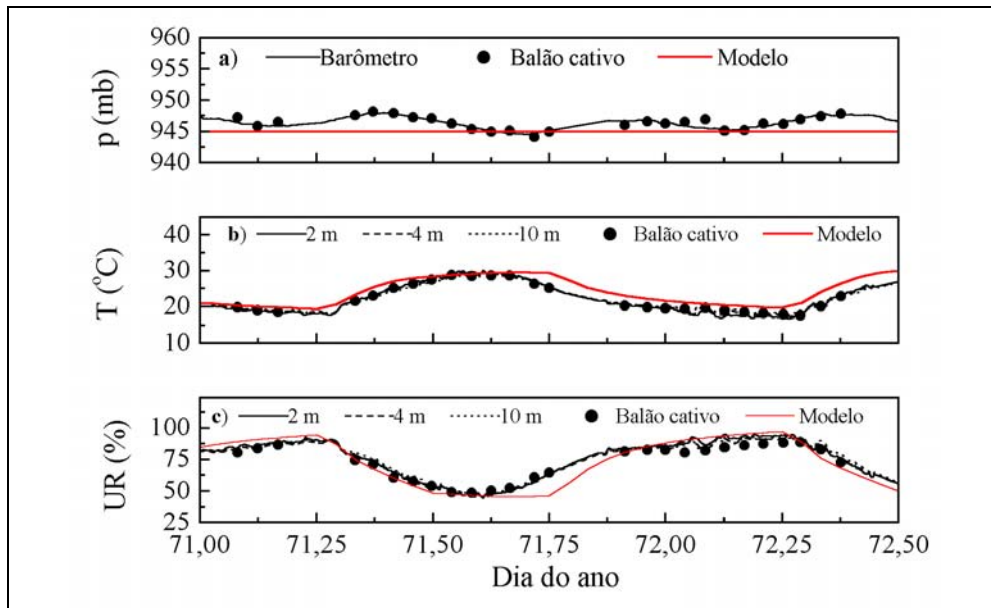


Figura 4.29: Evolução temporal da (a) pressão, (b) temperatura e (c) umidade relativa do ar simulada pelo MFSO (vermelho) e observado em Iperó (preto) durante o verão de 1993.

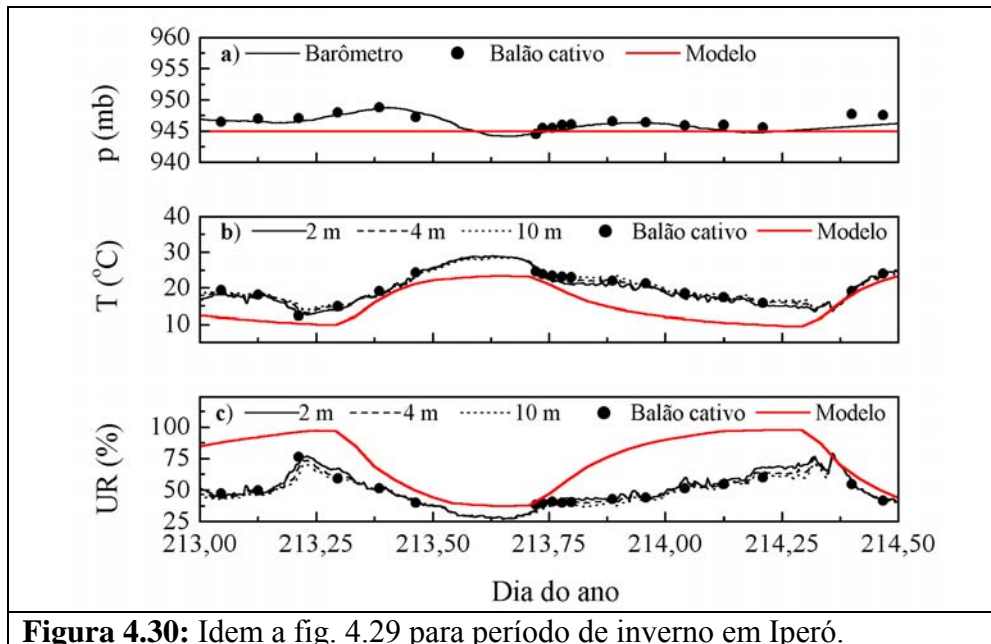
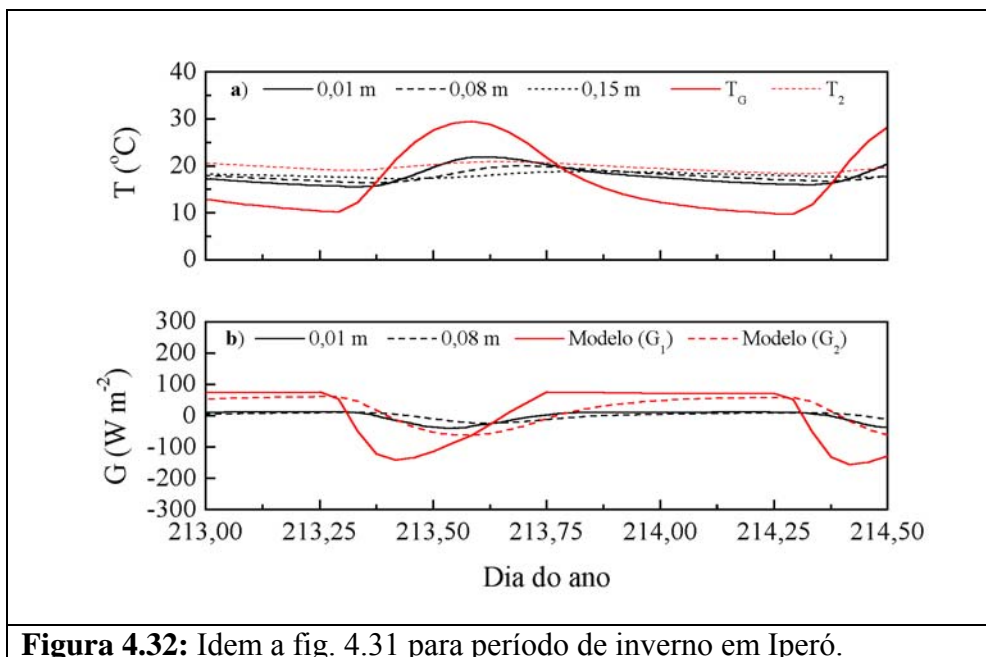
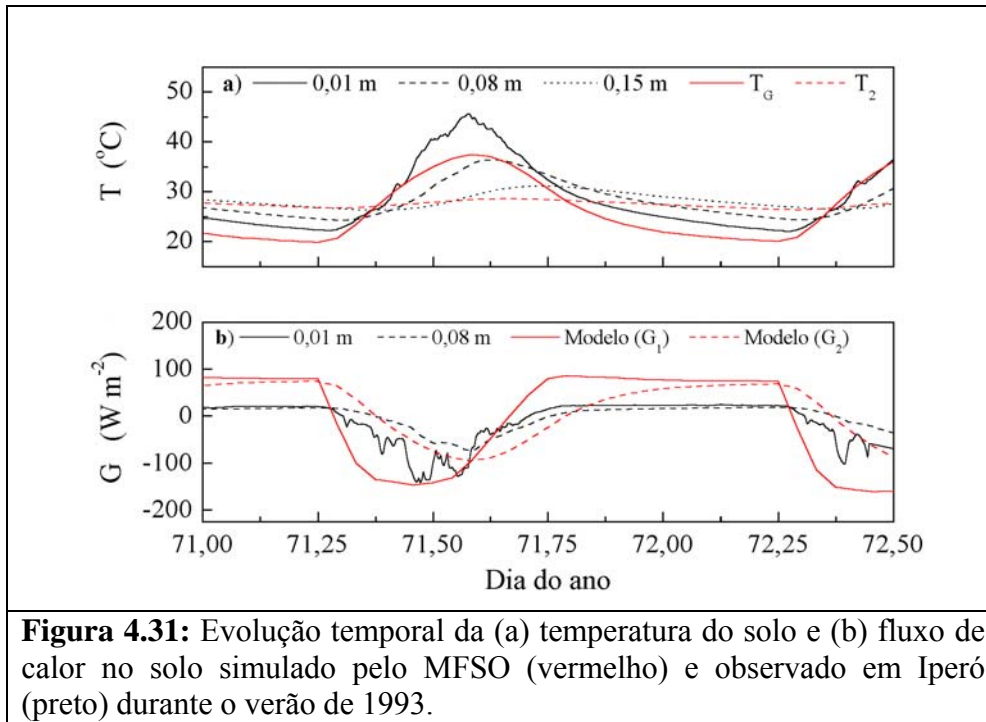


Figura 4.30: Idem a fig. 4.29 para período de inverno em Iperó.

A comparação entre a temperatura e o fluxo de calor observada e simulada em diferentes camadas do solo é apresentada nas figuras 4.31 e 4.32. Verifica-se que existe boa de concordância entre a

temperatura do solo simulada (T_G) e a observada a 1 cm de profundidade durante o verão em Iperó (curvas contínuas em Fig. 4.34a).

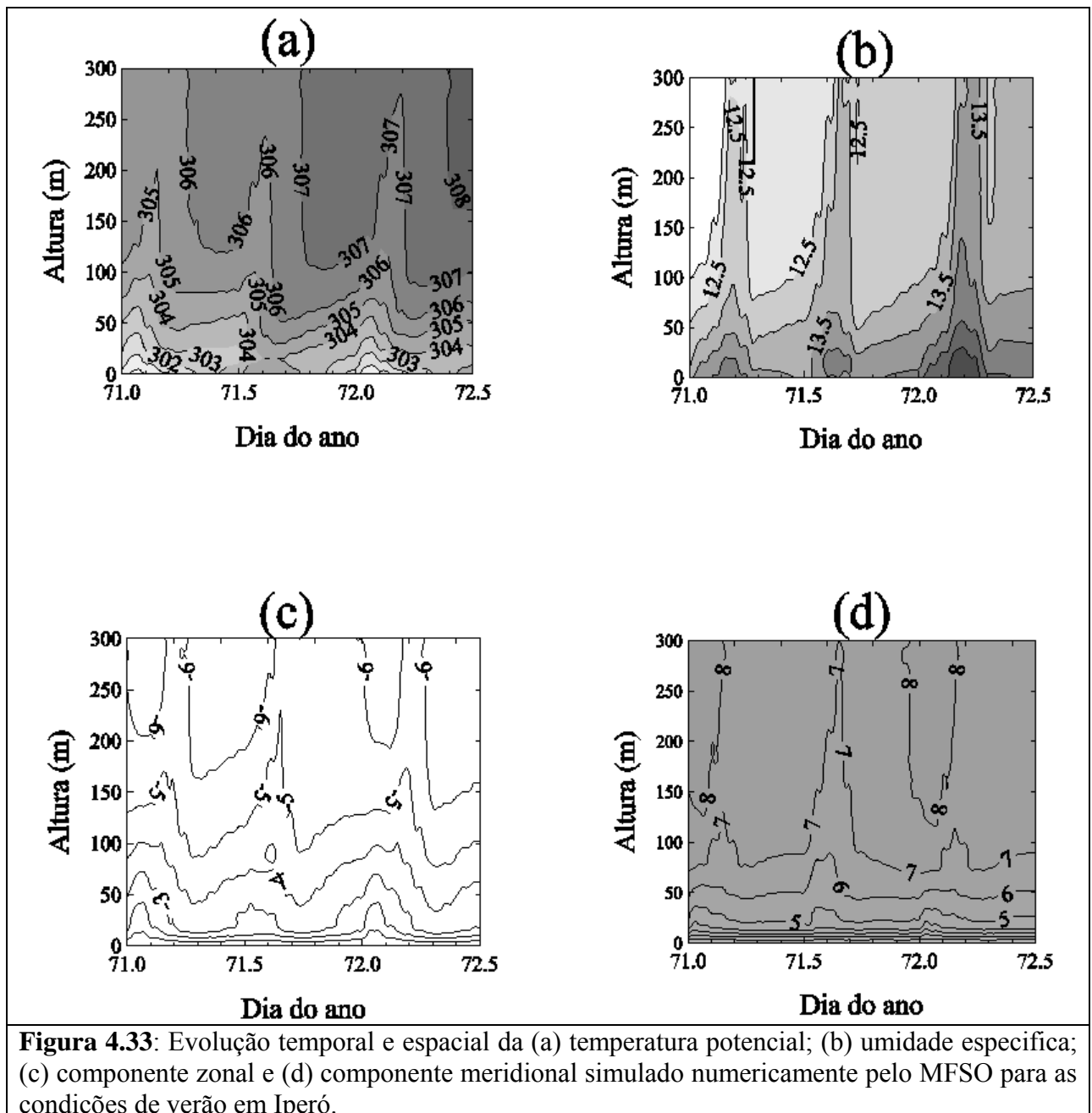


Apesar da concordância, verifica-se que a temperatura da superfície do solo está sendo subestimada pelo modelo, como havia sido antecipado no desenvolvimento do esquema ISBA (seção 3.3.6) devido ao fato da temperatura da superfície ser modelada em termos da média ao longo da camada associada a ciclo diurno de temperatura (Fig. 3.39). A evolução do fluxo de calor no solo na camada mais rasa (G_1 e G_2 correspondem à notação adotada na seção 3.36) também é superestimada pelo modelo durante o período noturno (Fig. 4.31b). No período de inverno o modelo superestimou tanto a temperatura quanto o fluxo de calor no solo (Fig. 4.32). A razão para esta discrepância pode ser devido a possível falta de representatividade da observação de fluxo e temperatura no solo, as quais podem estar refletindo as condições térmicas de um único ponto. Uma outra possibilidade é de que as propriedades térmicas do solo utilizadas na simulação possam ser inadequadas. Deve ser ressaltado novamente que os parâmetros de vegetação e de solo usados nesta simulação foram diagnosticados a partir de método inverso, impondo-se que o balanço de energia é satisfeito na superfície através da penalizando-se as observações do fluxo de calor no solo (Targino e Soares, 2002).

A evolução temporal da estrutura vertical de temperatura potencial, umidade específica nos e das componentes zonal e meridional do vento, simulada numericamente nos primeiros 300 m da atmosfera, é indicada nas figuras 4.33 e 4.34 para o verão e inverno, respectivamente. Estas figuras podem ser comparadas com as observações indicadas nas figuras 2.29 e 2.30.

Verifica-se que a concordância entre a temperatura e a umidade específica modelada e observada diminui com a altura tanto no inverno quanto no verão (Figs. 4.33a,b; 4.34a,b; 2.29a,b e 2.30a,b). Por exemplo, no nível de 200 m a amplitude do ciclo diurno de temperatura é da ordem de 6 graus (Figs. 2.29a,b) enquanto que a simulada é de no máximo 3 graus (Figs. 4.33a,b) tanto no verão quanto no inverno (Figs. 2.30a,b e 4.34a,b). Esta discrepância está relacionada com a ausência dos efeitos radiativos os quais se tornam particularmente importantes na presença de umidade, como durante o período de verão em Iperó. Resultados de simulações (não mostrados aqui) utilizando taxas de aquecimento da ordem de grandeza das devido à absorção de radiação solar (Scolar et al., 2001) e resfriamento radiativo causado pela radiação de onda longa (Vasconcelos, 1995) indicam uma amplificação na amplitude do ciclo diurno da CLP da mesma ordem de grandeza da observada em Iperó. Também não pode ser descartada a ausência de advecção horizontal nos resultados de modelagem apresentados aqui. Contudo, devido as incertezas contidas nestes processos, estes resultados não foram considerados na análise apresentadas nesta tese, mas serão re-avaliados em trabalhos futuros.

No caso das componentes da velocidade as diferenças entre observação e o resultado do modelo se mantêm consistente nos 300 m adjacentes a superfície ((Figs. 4.33c,d; 4.34c,d; 2.29c,c e 2.30c,c). No caso das componentes horizontais do vento esta discrepância já era esperada, uma vez que ela se manifestou também na superfície.



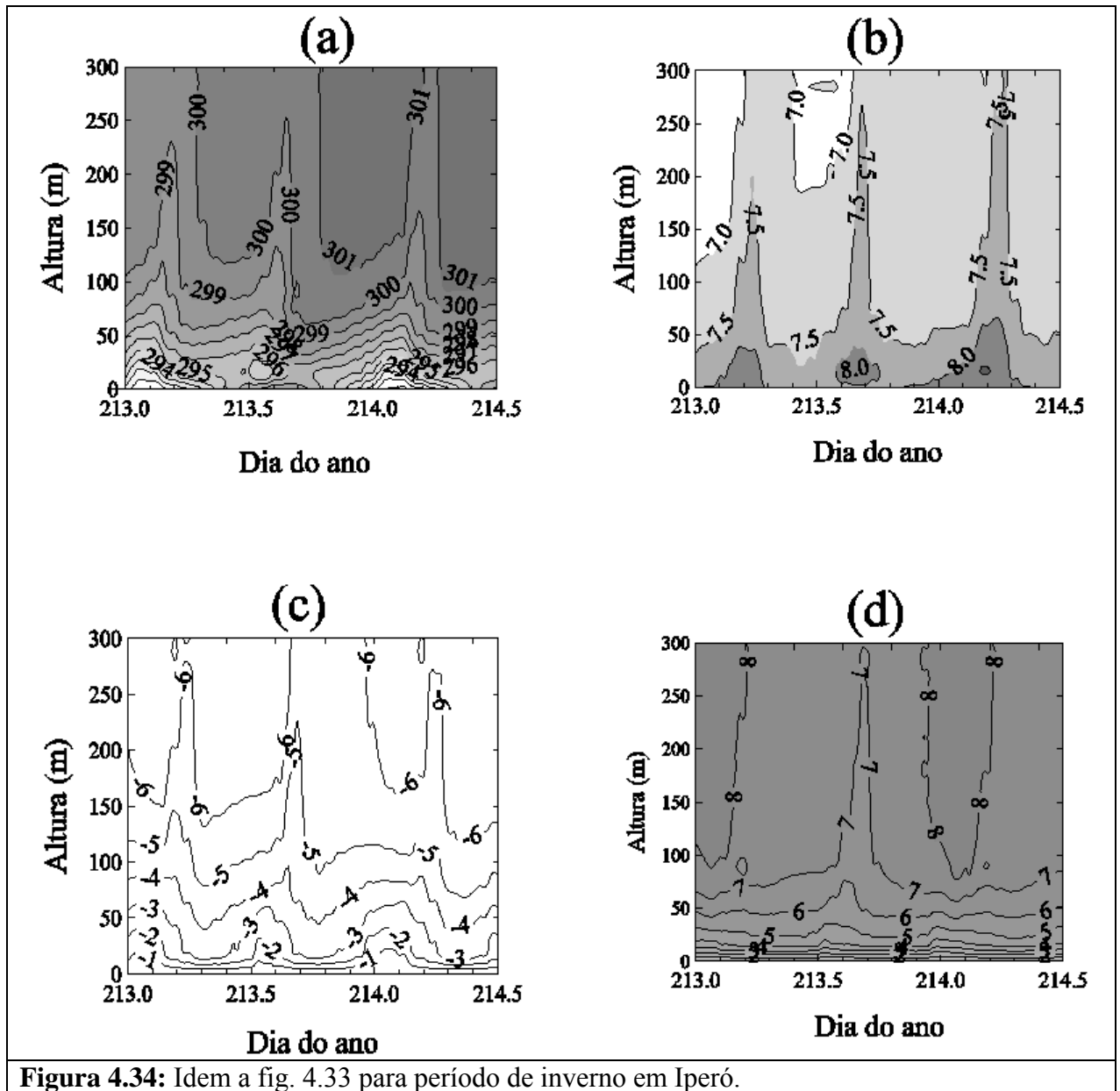


Figura 4.34: Idem a fig. 4.33 para período de inverno em Iperó.

5. Conclusão

Para avaliar o potencial de dispersão de poluentes atmosféricos em determinado local é necessário conhecer a evolução espacial da estrutura dinâmica e termodinâmica da CLP, os padrões locais de circulação e os principais sistemas de tempo atuantes na região e suas variações sazonais.

Face às dificuldades existentes para caracterizar o transporte de poluentes na atmosfera através de campanhas de medidas observacionais ou de simulações analógicas (tanque de convecção ou túnel de vento atmosférico) utiliza-se modelos numéricos de dispersão, os quais podem ser divididos em duas categorias: Eulerianos e Lagrangianos. Do ponto de vista da atmosfera, ambos os métodos requerem estimativas da evolução espacial e temporal da altura da CLP, do campo da velocidade média, das variâncias das três componentes da velocidade e das escalas característica de tempo (ou de comprimento) da turbulência.

O desempenho dos modelos de dispersão atmosférica depende, em grande parte, da precisão com que a evolução temporal e espacial das propriedades dinâmicas e termodinâmicas do escoamento turbulento em questão é especificada. A forma mais adequada de determinar estas propriedades é através de modelos numéricos que simulem o papel da turbulência na atmosfera. Estes modelos em geral são denominados modelos numéricos da CLP.

O objetivo geral desta tese foi o de estabelecer a maneira mais adequada de avaliar o potencial de dispersão atmosférica sobre uma região em latitude subtropical com topografia complexa e ocupação do solo heterogênea.

A região escolhida é a de Iperó, localizada no interior do Estado de São Paulo, onde a Marinha do Brasil mantém o Centro Experimental Aramar, onde entre outras coisas, opera um sistema de purificação de urânio através do método de cascata de centrifugas.

Quatro campanhas de medidas foram realizadas para caracterizar a evolução da CLP em Iperó e avaliar as condições de dispersão atmosféricas nesta região do Estado de São Paulo. O conjunto de dados de turbulências coletados durante estas campanhas cobre o período de inverno e de verão e constituem em um acervo único de dados de CLP.

A análise dos dados permitiu identificar a existência de vários fenômenos de diferentes escalas ocorrendo simultaneamente sobre esta região, onde a topografia e a ocupação do solo desempenham um papel muito importante na determinação dos padrões de dispersão do ar nesta área.

Foi observado que o contraste sazonal no balanço de energia na superfície é determinado basicamente pela variação da radiação solar, com a amplitude da emissão de onda longa da atmosfera e da superfície tendo um impacto menor nas variações sazonais observadas.

Em condições típicas, sem perturbação de escala sinótica, a mistura térmica determina a evolução da vertical da CLP no verão, cuja extensão varia entre 1100 e 2000 m. No inverno, mesmo tendo a metade da amplitude do ciclo diurno a radiação líquida do verão, o fluxo de calor sensível é suficientemente grande de modo a induzir uma mistura térmica capaz de gerar uma camada de mistura com propriedades similares às de verão. Infelizmente não foi possível identificar o topo da CLP durante o período de inverno.

Existem indicações da ação de circulações de meso-escala, tal como brisa marítima atingindo Iperó sistematicamente no final da tarde e começo da noite provocando um rápido resfriamento e umedecimento acompanhado de mudanças na intensidade e direção do vento nos níveis mais baixos da CLP.

O escoamento anabático de NW induzido pela topografia e a circulação secundária de SW parecem explicar as oscilações diurnas do campo do vento observadas na área. O transporte vertical turbulento de momento do escoamento de oeste de grande escala pode também contribuir para modular o vento de NW observado na superfície durante o período diurno.

Foi identificada a presença de jatos de baixos níveis durante o período noturno associado à oscilação inercial do vento na CMR. Os jatos noturnos de baixos níveis e a oscilação diurna na direção do vento adicionam mais complexidade aos padrões de circulação sobre Iperó.

Em resumo, os resultados apresentados aqui indicam que as condições de dispersão sobre Iperó são complexas e só serão adequadamente determinadas se as circulações locais e as interações entre as diferentes escalas de movimento forem entendidas. Isto só é possível através do emprego de modelos numéricos de CLP devidamente validados para a região investigada.

As técnicas de modelagem da CLP podem ser divididas em modelos diagnósticos e modelos prognósticos. Os modelos diagnósticos estão baseados na descrição estatística da CLP através da teoria da similaridade. Entre as diferentes teorias da similaridade destacam-se: a similaridade de Monin-Obukhov, a da convecção livre, a camada de mistura e a similaridade local. A similaridade de Monin Obukhov, convecção livre e local descrevem os perfis verticais de velocidade, temperatura e de umidade específica médias e as suas respectivas variâncias ao longo da CLS e

para todas as condições de estabilidade. As teorias da similaridade da camada de mistura e local descrevem as propriedades estatísticas da CLP em condições convectivas e estáveis respectivamente.

Com relação a aplicação em modelos de dispersão verificou-se que a teoria da similaridade apresenta uma desvantagem importante que restringe a sua utilização é que a altura da CLP, usada nas expressões da similaridade da camada de mistura e da similaridade local, tem que ser prognosticada. Uma outra desvantagem é que estas expressões são válidas para descrever a estrutura vertical CLP barotrópica em equilíbrio sobre uma superfície plana e homogênea. Heterogeneidades associadas à topografia complexa e à variação da ocupação do solo devem ser tratadas de forma individual. Além disso, existem evidências observacionais que indicam que sobre superfícies cobertas com elementos de rugosidade extensos (florestas e edifícios) parte da CLS passa a responder a estes elementos de rugosidade de forma individual formando uma subcamada de rugosidade onde a teoria de similaridade de Monin-Obukhov não é válida (Mahrt, 2000).

Os modelos prognósticos da CLP podem ser divididos em três categorias: (a) modelos de simulação direta da turbulência (DNS) onde as equações do movimento são resolvidas numericamente sem nenhum processo de filtragem ou média; (b) modelos estatísticos (média de Reynolds), onde as equações do movimento são modificadas de forma a descrevem as propriedades estatísticas do escoamento e (c) modelos de simulação direta dos vórtices de grande escala (LES), onde as equações do movimento resolvem numericamente a turbulência de grande escala e a turbulência de pequena escala é resolvida através de modelos do tipo média de Reynolds.

Os modelos do tipo DNS, entretanto, não podem ser aplicados a simulações de CLP por que demandam um esforço computacional além da capacidade atual de processamento dos computadores.

Os modelos do tipo LES estão se tornando uma importante ferramenta de estudo da CLP, contudo. Entretanto este tipo de modelo ainda tem um custo computacional excessivo. Nas simulações realizadas por Marques Filho *et al.* (2003) foi utilizada uma versão do LES com 80^3 pontos de grade. Para simular 6000 passos de tempo, com duração de 0,1 segundos cada, utilizou-se cerca de 6 dias de CPU no CRAY J90. Além disso, a grande quantidade de dados gerados em cada simulação requer o emprego de técnicas bem eficientes de análise estatística e representação visual. A aplicação do modelo LES para investigar a dispersão de poluentes na atmosfera impõe uma demanda computacional extra e a ausência de suporte computacional de alto desempenho no Brasil

dificultam a utilização de modelos do tipo LES para pesquisa. O cálculo de trajetórias de partículas empregado nos modelos de dispersão Lagrangiana de partículas requer o processamento de um grande número de saídas do modelo contendo campos de velocidade de vento, além de necessitar de estimativas de parâmetros de dispersão tais como variância das componentes de velocidade e escala de comprimento característica da mistura para a turbulência de sub-grade.

Os modelos estatísticos, do tipo média de Reynolds, apresentam um bom compromisso entre qualidade dos resultados e esforço computacional, o que permite um emprego bastante amplo e disseminado.

Os modelos mais simples como os de camadas apresentam vantagens computacionais sobre os modelos mais complexos como os de fechamento de segunda ordem. A utilização do modelo de camada de mistura para simular a evolução espacial e temporal de poluentes atmosféricos está, entretanto, limitada aos casos em que o poluente está completamente misturado ao longo da CLP. Além disso, as aplicações do modelo de camada de mistura para estimar diretamente a difusão de poluentes esbarram na impossibilidade do modelo de camada mistura fornecer estimativas pontuais das propriedades relevantes para a dispersão, tais como variância de velocidade e escala de comprimento característica da mistura da CLP. Outra limitação do modelo de camada de mistura é que seu uso para o período noturno está limitado a condições quando existe mistura mecânica muito intensa na CLP. Todos estes aspectos limitam a utilização dos modelos de camada de mistura para dispersão de poluentes à apenas situações especiais.

O fechamento de $1\frac{1}{2}$ ordem permite estimar a altura da CLP, a intensidade da energia cinética turbulenta e a escala de comprimento característica da mistura, apresentando neste aspecto vantagens em relação aos demais modelos discutidos até aqui. A única e significativa desvantagem deste fechamento é que ele não permite estimar as variâncias da velocidade necessárias para aplicar os modelos de dispersão de partícula. Por exemplo, Pereira (2003) emprega teoria da similaridade para estimar as variâncias de velocidade de acordo com Hanna (1984) nas simulações da dispersão em Iperó usando o modelo de mesoescala TVM acoplado ao modelo de dispersão Lagrangiana de partículas. Dificuldade similar teve Karam (2002) para simular a trajetória de poluentes no Estado de São Paulo. Apesar de largamente utilizada, a validade da aplicação de teoria de similaridade em modelos de meso-escala para estimar as propriedades da CLP em regiões de topografia complexa e ocupação de solo heterogênea ainda precisa ser comprovada.

Do ponto de vista da dispersão de poluentes atmosféricos os MFSO fornecem a melhor relação custo benefício, permitindo a estimativa direta de todas as propriedades da CLP necessárias para a aplicação em modelos de dispersão Lagrangiana de partículas, ou mesmo em modelos de dispersão Eulerianos. É possível estimar altura da CLP, variâncias da velocidade e a escala de comprimento característica da mistura turbulenta para diferentes condições atmosféricas sem necessidade de incorporar, a priori, processos físicos ou ajustes baseados em teorias de similaridade.

Em função disso optou-se em utilizar neste trabalho um modelo de fechamento de segunda ordem, nível 4, baseado nas parametrizações dos termos de terceira ordem desenvolvidas por Mellor e Yamada (1982) e modificadas por Nakanishi (2001).

Esse modelo é constituído de quatro equações para o campo médio e 14 equações para os momentos estatísticos de segunda ordem. Estas equações diferenciais foram resolvidas através de um esquema numérico de diferenças finitas semi-implícito. A grade utilizada é alternada com espaçamento variável entre 10 m na superfície e 50 m no topo do modelo, assumido igual a 3500 m. O passo de tempo utilizado nas simulações foi de 2 segundos, permitindo efetuar simulações numéricas da evolução de 24 horas da CLP com uma grade de 81 níveis em menos de 2 minutos em um PC de 1,5 MHz.

Variações de temperatura associadas ao resfriamento radiativo e advecção horizontal não foram incluídas nestas simulações, restringindo em parte a generalização dos resultados obtidos nesta tese. Contudo, a utilização de esquemas radiativos é extremamente custosa do ponto de vista numérica e demanda a especificação das condições de toda a atmosfera que não estavam disponíveis.

As simulações da evolução da umidade específica na CLP foram executadas utilizando com o teto a umidade saturação. Toda vez que a umidade do ar ultrapassou este limite o excedente foi removido. Entretanto, não foi incluído nenhum efeito térmico associado a remoção da umidade através deste mecanismo.

A altura da CLP foi estimada em função da distribuição vertical do termo de produção (ou destruição) térmica de ECT. Durante o período estável utilizou-se o tradicional 5% do valor da superfície. Durante o convectivo a altura da CLP foi estimada em termos da altura do mínimo do termo de empuxo.

As condições de contorno inferior do modelo correspondem às relações de modelo de fechamento de segunda ordem de nível 2,5 com as parametrizações propostas por Nakanishi (2001) incorporadas.

Um esquema de interação solo-biosfera-atmosfera, denominado ISBA, foi acoplado ao modelo de fechamento de segunda ordem para estimar a temperatura e umidade média na superfície e as escalas características de velocidade, temperatura e umidade específica.

O modelo ISBA consiste em resolver a equação do balanço de energia na interface solo-biosfera-atmosfera, onde a biosfera participa através de uma camada de vegetação com capacidade térmica nula. Neste modelo o solo é dividido em duas camadas homogêneas onde a temperatura e a umidade são obtidas através da solução numérica da versão simplificada das equações de difusão de calor e de umidade no solo. A estimativa da radiação líquida no topo da vegetação e na superfície da atmosfera incluíram o efeito de reflexões múltiplas de radiação solar e de onda longa no dossel da vegetação.

O esquema ISBA foi testado utilizando-se como referência às propriedades do solo e da vegetação de Iperó determinadas através do método da inversão feita por Targino e Soares (2002). Os resultados extensivamente documentados no capítulo 3 indicam que o esquema reproduz as variações sazonais das principais propriedades da superfície em Iperó.

Utilizando o modelo de fechamento de segunda ordem acoplado ao esquema ISBA várias propriedades da CLP foram simuladas numericamente, destacando-se: (a) extensão vertical da CLP; (b) oscilação inercial do vento - mecanismo considerado como responsável pelos de JBN observados em Iperó; (c) o efeito modulador do ciclo diurno de temperatura associado a presença de vegetação e a variação do conteúdo de umidade do solo e (d) estrutura vertical dos momentos estatísticos de segunda ordem.

A análise dos resultados indicou que o MFSO reproduziu as propriedades físicas do acoplamento entre a atmosfera e superfície de forma consistente com os princípios de conservação de massa, momento e energia.

A distribuição vertical dos momentos estatísticos de segunda ordem para as condições de verão em Iperó foi documentada nesta tese. Este inventário detalhado das propriedades estatísticas da turbulência permitirá o desenvolvimento de trabalhos futuros numéricos e de observações da CLP.

O sucesso das simulações apresentadas aqui indica que a metodologia de calibração e validação do esquema de interação solo-biosfera-atmosfera realizado por Targino e Soares (2002) funciona e pode ser utilizada em outros locais desde que um conjunto de similar de observações da CLP estiver disponível.

Com base nos resultados acumulados durante o projeto Iperó e apresentados neste trabalho verifica-se que a questão do diagnóstico e prognóstico do impacto causado por fontes industriais na atmosfera é uma questão que ainda está para ser respondida de forma adequada para regiões com topografia complexa e ocupação heterogênea do solo. Contudo, o modelo de fechamento de segunda ordem acoplado a um esquema ISBA devidamente calibrado para as condições locais fornece uma descrição das propriedades da CLP com detalhes suficientes para serem utilizadas em modelos de dispersão atmosféricos. Espera-se que os resultados apresentados neste trabalho ajudem melhorar a metodologia de avaliação do impacto ambiental de fontes poluidoras utilizadas no Brasil.

6. Referências

- Abdella, K. e MacFarlane, N., 2001: Modelling boundary-layer clouds with a statistical cloud scheme and a second-order turbulence closure. *Boundary-Layer Meteorology*, **98**, 387-410.
- Abdella, K. e MacFarlane, N., 1997: A New Second-Order Turbulence Closure Scheme for the Planetary Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **54**, 1850-1867.
- Anantharaman, C.; Philbrick, C.R.; Clark, R., Doddridge, C. and Georgopoulos, P., 2003: A large-Eddy Simulation Study of the Convective Boundary Layer over Philadelphia during the 1999 Summer NE-OPS Campaign. *Environmental Fluid Mechanics*, **3**, 305-329.
- André, J.C.; De Moor, G.; Lacarrère, P.; Therry, G. and du Vachat, R., 1978: Modeling the 24-Hour Evolution of the Mean and Turbulent Structures of the Planetary Boundary Layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35**, 1861-1883.
- Andrén, A., 1995: The Structure of Stably Stratified Atmospheric Boundary Layers: A Large-Eddy Simulation Study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **121**, 961-985.
- Andrén, A., 1990: Evaluation of a Turbulence Closure Scheme Suitable for Air-Pollution Applications. *Journal of Applied Meteorology*, **29**, 224-239.
- Banta, R.M., Newsom, R.K., Lundquist, J.K., Pichugina, Y.L., Coulter, R.L. and Mahrt, L., 2002: Nocturnal low-level jet characteristics over Kanasa during CASES-99. *Boundary-Layer Meteorology*, **105**, 221-252.
- Businger, J.A.; Wyngaard, J.C.; Izumi, Y. and Bradley, E.F., 1971: Flux-profile relations in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**, 181-189.
- Canuto, V.M.; Minotti, F.; Ronchi, C.; Ypma, R.M. and Zeman, O., 1994: Second-order closure PBL with new third-order moments: Comparison with LES data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51**, 1605-1618.
- Cermak, J.E., 1995: Physical Modelling of Flow and Dispersion over Urban Areas. In: Cermak, J. E.; Davenport, A. G.; Plate, E. J.; Viegas, D. X. Ed. *Wind Climate in Cities*. Kluwer: Dordrecht, Netherlands, 383-403.

- Coleman, G.N., 1999: Similarity Statistics from a Direct Numerical Simulation of the Neutrally Stratified Planetary Boundary Layer, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **56**, 891-900.
- Deardorff, J.W. 1980: Progress in understanding Entrainment at the top of the Mixed Layer, 36-66, *Workshop on Planetary Boundary Layer*, American Meteorological Society, 322 pp.
- Deardorff, J.W., 1978: Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation, *Journal of Geophysical Research*, **83**, 1889-1903.
- Deardorff, J.W., 1974: Three-Dimensional Numerical Study of Turbulence in an Entraining Mixed Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **7**, 199-226.
- Deardorff, J.W., 1972: Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **29**, 91-115.
- Degrazia, G.A., Moraes, O.L.L. and Oliveira, A.P., 1996: An Analytical Method to Evaluate Mixing Length Scales for the Planetary Boundary Layer, *Journal of Applied Meteorology*, **35**, 974-977.
- Donaldson, C. duP., 1973: Construction of a dynamic model of the production of atmospheric turbulence and the dispersal of atmospheric pollutants. *Workshop on Micrometeorology*, American Meteorological Society, 313-390.
- Dourado, M., and Oliveira, A.P., 2001: Observational description of the atmospheric and oceanic boundary layers over the Atlantic Ocean. *Revista Brasileira de Oceanografia*, **49**, 49-64.
- Dourado, M.S., 1994: Estudo da camada limite planetária atmosférica marítima. Dissertação de Mestrado, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 100pp.
- Ebert, E.E., Schumann, U., Stull, R.B., 1989: Non local Turbulent Mixing in the Convective Boundary Layer Evaluated from Large-Eddy Simulation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46**, 2178-2207.
- Enriquez, A.G. and Friehe, C.A., 1997: Bulk parameterization of momentum, heat and moisture fluxes over coastal upwelling area. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 5781-5798.

- Freitas, S.R.; Silva Dias, M.A.F; Silva Dias, P.L.; Longo, K.M.; Artaxo, P.; Andreae, M.O. and Fischer, H., 2000: A Convective Kinematic Trajectory Technique for Low Resolution Atmospheric Models. *Journal of Geophysical Research*, **105**, 24,375-24,386.
- Frisch, U. 1995: *Turbulence*, Cambridge, Cambridge Press, 296 pp.
- Frölich, C. and Lean, J., 1998: The sun's total irradiance: Cycles and trends in the past two decades and associated climate change uncertainties. *Geophysical Research Letter*. **25**, 4377-4380.
- Galmarini, S.; Beets, C.; Duynkerke, P.G. and Vilà-Guerau de Arellano, J., 1998: Stable nocturnal boundary layers: a comparison of one-dimensional and large-eddy simulation models. *Boundary-Layer Meteorology*, **88**, 181-210.
- Garratt, J.R., Hess, G.D., Physick, W.L., Bougeault, P., 1996: The Atmospheric Boundary Layer – Advances in Knowledge and Application. *Boundary-Layer Meteorology*, **78**, 9-37.
- Garrat, J.R., 1981: Observations in the nocturnal boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **22**, 21-48.
- Hanna, S.R., 1984: Applications in Air Pollution Modelling. In: Nieuwstadt, F.T.M.; van Dop, H. Ed. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. 1.ed. Reidel:Dordrecht, 275-310.
- Hess, G.D. and Garrat, J.R., 2002: Evaluating models of the neutral, barotropic planetary boundary layer using integral measures: Part I. Overview. *Boundary-Layer Meteorology*, **104**, 333-358.
- Hogstrom, U., 1996: Review of Some Basic Characteristics of the Atmospheric Surface Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **78**, 215-246.
- Hogstrom, U., 1988: Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: a re-evaluation, *Boundary-Layer Meteorology*, **42**, 55-78.
- Holstrup, J., 1982: Velocity Spectra in the Unstable Planetary Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **39**, 2239-2248.
- Holt, T. and Raman, S., 1988: A Review and Comparative Evaluation of Multilevel Boundary Layer Parameterizations for First-Order and Turbulent Kinetic Energy Closure Schemes, *Review of Geophysics*, **26**, 761-780.

- Iqbal, M., 1983: *An Introduction to Solar Radiation*. Academic Press, 390 pp.
- Karam, H., Oliveira, A.P., and Soares, J, 2003: Application of Mass Conservation Method to Investigate the Wind Patterns over an Area of Complex Topography, *Revista Brasileira de Ciências Mecânicas*, **25**, 115-121.
- Karam, H. A., 2002: Estudo Numérico dos Jatos de Baixos Níveis e suas Implicações na Dispersão de Poluentes no Estado de São Paulo, *Tese de Doutorado*, Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, 196 pp.
- Karam, H.A., 1995: Simulação Numérica da CLP na região de Iperó através de um modelo de 3 Dimensões. *Dissertação de Mestrado*, Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, 112 pp.
- Krusche, N. and Oliveira, A.P., 2003: Characterization of Coherent Structures in the Atmospheric Surface Layer, *Boundary-Layer Meteorology* (Prelo).
- Krusche, N. 1997: Estudo das Estruturas Coerentes na Camada Limite Superficial em Iperó - São Paulo. Tese de Doutorado, Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, 194 pp.
- Lamb, R.G., 1984: Diffusion in the Convective Boundary Layer In: Nieuwstadt, F. T. M.; van Dop, H. Ed. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. 1.ed. Reidel:Dordrecht, 159-229.
- Lamesa, J.E., 2001: Estudo espectral da camada limite superficial de Iperó-SP. *Dissertação de Mestrado*, Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, 93 pp.
- Lee, S. and Kimura, F., 2001: Comparative studies in the local circulations induced by land-use and by topography. *Boundary-Layer Meteorology*, **101**, 157-182.
- Lesieur, M. and Métais, O., 1996: New Trends in Large-Eddy Simulation of Turbulence. *Annual Review Fluids Mechanics*, **28**, 45-82.
- Lu, J. and Arya, S.P., 1995: A Laboratory Simulation of Urban Heat-Island-Induced Circulation in a Stratified Environment. In: Cermak, J. E.; Davenport, A. G.; Plate, E. J.; Viegas, D. X. Ed. *Wind Climate in Cities*. Kluwer: Dordrecht, Netherlands, 405-429.

- Mahrt, L., 2000: Surface heterogeneity and vertical structure of the boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **96**: 33-62.
- Mahrt, L., 1986: On the Shallow Motion Approximations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **43**, 1036-1044.
- Mahrt, L., Heald, R.C., Lenschow, D.H., Stankov, B.B. and Troen, I., 1979: An observational study of the structure of the nocturnal boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **17**, 247-264.
- Martin, F., Crespí, S.N. and Palacios, M., 2001: Simulation of Mesoscale Circulation in the Center of the Iberian Peninsula for Thermal Low Conditions. Part I: Evaluation of the Topography Vorticity-Mode Mesoscale Model. *Journal of Applied Meteorology*, **40**, 880-904.
- Martin, C.M., Fitzjarrald, D., Garstang, M., Oliveira, A.P., Greco, S. and Browell, E., 1988: Structure and Growth of the Mixing Layer Over the Amazonian Rain Forest. *Journal of Geophysical Research*, **93**, 1361-1375.
- Martin, C.M., Fitzjarrald, D., Garstang, M., Oliveira, A.P., Greco, S. and Browell, E., 1988: Structure and Growth of the Mixing Layer Over the Amazonian Rain Forest. *Journal of Geophysical Research*, **93**, 1361-1375.
- Marques, E.P., Oliveira, A.P., Karam, H.A. e Rizza, U., 2003: Simulação Numérica do Transporte de um Poluente Inerte e Passivo na CLP Convectiva através de um modelo LES. *Revista Ciência e Natura*, **1**, 83-96.
- Mason, P.J., 1994: Large-Eddy Simulation: A Critical Review of the Technique. *Quarterly Journal of the Royal Meteorology Society*, **120**, 1-26.
- McNider, R.T. and Pielke, R.A., 1981: Diurnal boundary-layer development over sloping terrain. *Journal of the Atmospheric Sciences*. **38**, 2198-2212.
- Mellor, G.L. and Yamada, T., 1982: Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems, *Review of Geophysics and Space Physics*, **20**, 851-875.
- Mellor, G.L. and Yamada, T., 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31**, 1791-1806.

- Mihailovic, D.T., Lee, T.J., Pielke, R.A., Lalic, B., Arsenic, I.D., Rajkovic, B., Vidale, P.L., 2000: Comparison of different boundary layer surface schemes using single micrometeorological field data. *Theoretical and Applied Climatology*, **67**, 135-151.
- Mihailovic, D.T. and Kallos, G., 1997: A sensitivity study of a coupled soil-vegetation boundary-layer scheme for use in atmospheric modeling. *Boundary-Layer Meteorology*, **82**, 283-315.
- Moeng, C.; Sullivan, P.P.A., 1994: Comparison of Shear- and Buoyancy-Driven Planetary Boundary Layer Flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **51**, 999-1022.
- Moeng, C. and Wyngaard, J.C., 1989: Evaluation of Turbulent Transport and Dissipation Closures in Second-Order Modeling. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46**, 2311-2330.
- Moeng, C. and Wyngaard, J.C., 1986: An analysis of Closures for Pressure-Scalar Covariances in the Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **43**, 2499-2513.
- Moeng, C.A., 1984: Large-Eddy-Simulation Model for the Study of Planetary Boundary-Layer Turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **41(13)**, 2052-2062.
- Moeng, C. and Wyngaard, J.C., 1984: Statistics of conservative scalars in the convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **41**, 3161-3169.
- Molnary, L., 1993: Caracterização de um Modelo de Camada Limite Planetária para avaliar Liberações de Radionuclídeos em Instalações Nucleares. *Dissertação de Mestrado*, Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, 122 pp.
- Monin, A.S. and Yaglom, A.M., 1971: *Statistical Fluid Mechanics*, Vol. 1, Massachussets: MIT Press, 769 pp.
- Nakanishi, M., 2001: Improvement of the Mellor-Yamada turbulence closure model based on large-eddy simulation data, *Boundary-Layer Meteorology*, **99**, 349-378.
- Niemela, S., Raisanen, P. and Savijarvi, H., 2001: Comparison of surface radiative flux parameterizations, Part I: Longwave radiation, *Atmospheric Research*, **50**, 1-18.
- Nieuwstadt, F.T.M and Duynkerke, P.G., 1996: Turbulence in the atmospheric boundary layer. *Atmospheric Research*, **40**, 111-142.

- Nieuwstadt, F.T.M., 1995: Atmospheric Boundary-Layer Processes and Influence of Inhomogeneous Terrain, Diffusion and Transport of Pollutants. In: Gyer, A.; Rys, F.S. Ed. *Atmospheric Mesoscale Flow Fields*. Kluwer: Dordrecht, Netherlands, 216 pp.
- Nieuwstadt, F.T.M., 1984: The turbulent Structures of the Stable, Nocturnal Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **41**, 2202-2216.
- Noh, Y., Cheon, W.G., Hong, S.Y., 2003: Improvement of the K-profile model for the planetary Boundary Layer based on large eddy simulation model. *Boundary-Layer Meteorology*, **107**, 401-427.
- Oliveira, A.P., Bornstein, R., and Soares, J., 2003: Annual and diurnal wind patterns in the city of São Paulo. *Water, Air and Soil Pollution: FOCUS* (Prelo).
- Oliveira, A.P., Escobedo, J.F., Machado, A.J. and Soares, J., 2002: Diurnal evolution of solar radiation at the surface in the City of São Paulo: seasonal variation and modeling. *Theoretical and Applied Climatology*, **71**, 231-249.
- Oliveira, A.P. e Soares, J., 2000: Nocturnal Planetary Boundary Layer: Numerical Simulations and Observations. *Anais do XI Congresso Brasileiro de Meteorologia*, 16-20 de outubro, Rio de Janeiro, 2486-2495 (CDROM).
- Oliveira, A P., Soares, J., Tirabassi, T., and Rizza, U., 1998: A surface energy-budget model coupled with a Skewed Puff Model for Investigating the Dispersion of radionuclides in a Subtropical area of Brazil, *Il Nuovo Cimento*, **21C**, 631-637.
- Oliveira, A.P., Soares, J., Degrazia, G.A., Moraes, O.L.L., 1996: Numerical Simulation of the Planetary Boundary Layer at Candiota using a second order closure model. *Proceedings of the Workshop on Air Pollution and Acid Rain: Candiota Program*, July 10-2 1996, Bauru, SP, Brazil, 56-67.
- Oliveira, A.P., Degrazia, G.A., Moraes, O.L.L. and Tirabassi, T, 1995: Numerical Study of the Nocturnal Planetary Boundary Layer at Low Latitudes, *Proceedings of the Third International Conference Air Pollution 95*, September 26 -29 of 1995, Porto Carras, Grécia, **1**, 167-174

- Oliveira, A.P., Moraes, O.L.L., Degrazia, G.A. and Molnary, L. 1994: Observational Studies of the Planetary Boundary Layer at Sub-Tropical Regions of Brazil, *Revista Brasileira de Geofísica*, **12**, 55-58.
- Oliveira, A.P. and Fitzjarrald, D., 1994: The Amazon River Breeze and Local Boundary Layer: II. Linear Analysis and Modeling. *Boundary-Layer Meteorology*, **67**, 75-96.
- Oliveira, A.P. and Fitzjarrald, D., 1993: The Amazon River Breeze and the Local Boundary Layer: I. Observations. *Boundary-Layer Meteorology*, **63**, 141-162.
- Oliveira, A.P., 1990: Planetary Boundary Layer Dynamics Over the Amazon Rain Forest, PhD Dissertation, Department of Atmospheric Sciences, State University of New York at Albany, 296 pp.
- Oncley, S.P., Friehe, C.A.; Larue, J.C; Businger, J.A; Itsweire, E.C. and Chang, S.S., 1996: Surface-Layer Fluxes, Profiles, and Turbulence Measurements over Uniform Terrain under Near-Neutral Conditions, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **53**, 1029-1044.
- Panofsky, H.A. and Dutton, J.A., 1984: *Atmospheric Turbulence. Models and Methods for Engineering Applications*, Chapter 7, *Variances of turbulence Characteristics*, 160-162, J. Willey Ed., 397 pp.
- Pelly, J.L. and Belcher, S.E., 2001: A mixed layer model of the well-stratocumulus-topped boundary layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **100**: 171-187.
- Pereira, M.M.R., 2003: Estudo da dispersão de poluentes em Iperó através de um modelo Lagrangiano de dispersão de partículas. Tese de Doutorado. Departamento de Ciências Atmosféricas. IAG-USP.
- Pereira, M.M.R., 1997: Comparação de Dados Experimentais com a Simulação Numérica do Fenômeno de Dispersão em Ambientes Altamente Instáveis Similares à Camada Limite Atmosférica. Vitória. *Dissertação de Mestrado*, Programa de Pós-graduação em Engenharia Ambiental, Universidade Federal do Espírito Santo, 91 pp.
- Peters, L.K.; Berkowitz, C.M.; Carmichael, G.R.; Easter, R.C.; Fairweather, G.; Ghan, S.J.; Hales, J.M.; Leung, L.R.; Pennell, W.R.; Potra, F.A; Saylor, R.D. and Tsang, T.T., 1995: The Current

- State and Future Direction of Eulerian Models in Simulating the Tropospheric Chemistry and Trace Species: a Review. *Atmospheric Environment*, **29**(2), 189-222.
- Press, W.H, Flannery, B.P., Teukolsky, S.A and Vetterling, W.T., 1986: Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing. Cambridge University Press, 818 pp.
- Roach, W.T. and Slingo, A., 1979: A high resolution infrared radiative transfer scheme to study interaction of radiation with cloud. *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society*, **92**, 67-92.
- Salio, P.; Nicolini M. and Saulo, C., 2000: Low level circulation characteristics during two extreme precipitation regimes over South America, *Proceedings of the Sixth International Conference on Southern Hemisphere Meteorology and Oceanography*, Santiago, Chile, 3B7 April 2000, pp.334-335.
- Schwerdtfeger, W., 1976: Climates of Central and South America, *World Survey of Climatology*, New York, Vol. 12., 1-12.
- Scolar, J., Caetano Neto, E. S., Oliveira, A. P., Soares, J., 2000: Simulação numérica da camada limite planetária na região de Iperó, SP-Brasil. *Revista Brasileira de Geofísica*, **18**, 1-20.
- Siqueira, M. and Katul, G., 2002: Estimating heat sources and fluxes in thermally stratified canopy flows using higher-order closure models. *Boundary-Layer Meteorology*, **103**, 125-142.
- Segal, M. and Arritt, R.W., 1992: Nonclassical Mesoscale Circulations Caused by Surface Sensible Heat-Flux Gradients. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **73**(10), 1593-1604.
- She, Z., Jackson, E., Orszag, A., 1991: Structure and Dynamics of Homogeneous Turbulence: Models and Simulations. *Proceedings of the Royal Society of London*, **434**, 101-124.
- Smagorinsky, J., 1993: Some Historical Remarks on the Use of Nonlinear Viscosities. In: Galperin, B.; Orszag, S.A. Ed. Large Eddy Simulation of Complex Engineering and Geophysical Flows. 1.ed. Cambridge, 69-106.
- Sorbjan, Z., 1999. Similarity of scalar fields in the convective boundary layer. *Journal Atmospheric Sciences*, **56**, 2212-2221.

- Sorbjan, Z., 1989: *Structure of the Atmospheric Boundary Layer*, Prentice, New Jersey, 317 pp.
- Sorbjan, Z., 1986: On the similarity in the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **34**, 377-397.
- Stivari, S.M.S, Oliveira, A.P., Karam, H.A. and Soares, J., 2003: Patterns of Local Circulation in the Itaipu Lake Area: Numerical Simulations of Lake Breeze, *Journal of Applied Meteorology*, **42**, 37-50.
- Stivari, S.M., 1999: Um Estudo da brisa Lacustre do Lago de Itaipu. Tese de Doutorado, Departamento Ciências Atmosféricas, IAG-USP, 126 pp.
- Stohl, A., 1998: Computation, Accuracy and Applications of Trajectories – A Review and Bibliography. *Atmospheric Environment*, **32**, 947-966.
- Stull, R.B., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Dordrecht: Kluwer, 666p.
- Su, H.; Shaw, R.H.; Paw U, K.T.; Moeng, C.; Sullivan, P.P., 1998: Turbulent Statistics of Neutrally Stratified Flow within and above a Sparse Forest from Large-Eddy Simulation and Field Observations. *Boundary-Layer Meteorology*, **88**, 363-397.
- Targino, A.C.L. and Soares, J., 2002: Modeling Surface Energy Fluxes For Iperó, SP, Brazil: An Approach Using Numerical Inversion. *Atmospheric Research*, **63(1)**, 101-121.
- Targino, A.C.L., 1999: Modelagem de Balanços de Energia Para Iperó (SP): Uma Abordagem Utilizando Método de Inversão. Dissertação de Mestrado, Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG/USP, 108 pp.
- Tennekes, H. and Lumley, J.L., 1972: *A First Course in Turbulence*, The MIT Press, Massachusetts, 300 pp.
- Therry, G. and Lacarrère, P., 1983: Improving the eddy energy model for planetary boundary layer descriptions. *Boundary-Layer Meteorology*, **25**, 63-88.
- Vasconcelos, C.M.P., 1995: Estudo Numérico da Camada Limite Estável através de um modelo de fechamento de segunda ordem. Dissertação de Mestrado, Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, 93 pp.

- van Haren, L. and Nieuwstadt, F.T.M., 1989: The behavior of passive and buoyant plumes in a convective boundary layer, as simulated with a large-eddy model. *Journal Applied Meteorology*, **28**: 818-832.
- Veleda, D.R.A., 2001: Ajuste do campo do vento sobre topografia complexa aplicado a um modelo de dispersão de poluentes. Dissertação de Mestrado, Departamento de Ciências Atmosféricas, IAG-USP, 79 pp.
- Vu, T.C., Ashie, Y. and Asaeda, T., 2002: A κ - ϵ turbulence closure model for the atmospheric boundary layer including urban canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, **102**, 459-490.
- Weng, W. and Taylor, P.A., 2003: On modeling the 1-D Atmospheric Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **107**, 371-400.
- Willis, G.E. and Deardorff, J.W., 1978: a laboratory study of dispersion from an elevated source within a modeled convective planetary boundary layer. *Atmospheric Environment*, **12**, 1305-1311.
- Wilson, J.D. and Sawford, B.L., 1996: Review of Lagrangian Stochastic Models for Trajectories in the Turbulent Atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology*, **78**, 191-210.
- Wood, N., 2000: Wind flow over complex terrain: a historical perspective and the prospect for large-eddy modelling. *Boundary-Layer Meteorology*, **96**, 11-32.
- Wyngaard, J.C., 1992: Atmospheric Turbulence. *Annual Review Fluid Mechanics*, **24**, 205-233.
- Wyngaard, J.C., 1985: Structure of the Planetary Boundary Layer and Implications for its modeling, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **24**, 1131-1142.
- Wyngaard, J.C., 1984: Boundary Layer Modelling In: Nieuwstadt, F. T. M.; van Dop, H. Ed. *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. 1.ed. Reidel:Dordrecht, 69-106.
- Wyngaard, J.C.; Brost, R.A., 1984: Top-Down and Bottom-Up Diffusion of a Scalar in the Convective Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **41**, 102-112.

Zannetti, P., 1990: Air pollution modeling: Theories, computational methods, and available software. Computational Mechanics Publications, Chapter 8: *Lagrangian Dispersion Models*, Van Nostrand Reinhold, Boston, 444 pp.

Zilitinkevich, S. and Baklanov, A., 2002: Calculations of the height of the stable boundary layer in practical applications, *Boundary Layer Meteorology*, **105**, 389-409.