



UNIVERSIDADE TÉCNICA DE LISBOA
INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

**Previsão Meteorológica em Portugal Continental utilizando
o modelo operacional e de investigação MM5**

Tânia Alexandra dos Santos Costa e Sousa

(Licenciada)

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Ecologia, Gestão e Modelação dos Recursos Marinhos

Orientador: Engenheiro José Joaquim Delgado Domingos

Presidente: Doutor Ramiro Joaquim de Jesus Neves

Vogais: Doutor João Alexandre Medina Corte-Real
Doutor Aires José Pinto dos Santos

Novembro de 2002

Agradecimentos

Agradeço ao meu orientador Professor Delgado Domingos a orientação científica que começou no trabalho final de curso e continuou na tese de mestrado. Agradeço-lhe também a dedicação, apoio e empenho incansáveis em todo o trabalho realizado, nomeadamente, na montagem do sistema de previsão meteorológica em tempo real e na operacionalidade do sistema de previsão meteorológica. E ainda a irreverência e independência de espírito fundamentais para quem trabalha e faz investigação em Ambiente.

Agradeço ao Grupo de Meteorologia da Universidade de Santiago de Compostela, nomeadamente ao Pedro Montero, o apoio técnico dado no fornecimento inicial de dados meteorológicos.

Agradeço à Hidromod, nomeadamente ao Paulo Chambel, o trabalho iniciado na ligação do MM5 ao Modelo Hidrológico continuamente desenvolvido e melhorado pela equipa do Professor Ramiro Neves.

Agradeço ao Professor Corte Real o desenvolvimento do gosto pela Meteorologia enquanto professor da licenciatura de Engenharia do Ambiente e apoio dado no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço ao Marco Reis o apoio informático dado na manutenção da operacionalidade do MM5.

Agradeço à minha família, em especial à minha mãe, ao meu pai e ao meu irmão Zé Luiz, e aos meus amigos, o apoio e carinho dados. E principalmente agradeço ao meu marido por tudo.

Abstract

We make a formal deduction of the dynamical equations used in the numerical weather forecast model MM5 and a deduction using Tisza-Callen's formalism of the thermodynamic equations used in MM5. An extensive bibliographic review of the different physical parameterisations for the boundary layer, radiation, cumulus, explicit moisture and surface available in MM5 is made. Choice of the best available physical parameterisations is made in accordance with the analysed results. A bibliographic review of the importance of boundary and initial conditions is made and the definition of the size and number of domains is done accordingly. For Portugal, the land cover and altitude, used in MM5 as boundary conditions, are modified using data provided by the Portuguese Environmental Institute and the Portuguese Geographical Institute. A characterisation and analysis of the meteorological data obtained from the Global Aviation Model, AVN (used in real time weather prediction), and from the NCEP/NCAR Reanalysis, (that will be used in the future to obtain a climatic database), are undertaken. The NCEP/NCAR Reanalysis format, NetCDF, is changed to a format readable by one of the MM5 pre-processors. A statistical analysis is made of four months of weather forecast data obtained with MM5 with the experimental configuration available on the Internet, and a comparison is made with results obtained with the configuration developed in this dissertation.

Keywords: MM5, Meteorology, Numerical Weather Forecast.

Resumo

É feita a dedução pelo método das áreas das equações dinâmicas usadas no modelo numérico de previsão meteorológica MM5 e a dedução pelo formalismo de Tisza-Callen das equações termodinâmicas usadas no MM5. É efectuada uma revisão bibliográfica exaustiva sobre as diferentes parametrizações físicas, disponíveis no MM5, de camada limite, nuvens, humidade explícita, radiação e superfície. As parametrizações são escolhidas de acordo com os resultados apresentados nos diferentes estudos analisados. É feita uma revisão bibliográfica sobre a importância das condições fronteira e das condições iniciais e definido o número e tamanho dos domínios a usar de acordo com os resultados. Para Portugal Continental é feita a alteração da altimetria e dos usos do solo, utilizados como condições fronteira no MM5, usando dados cedidos pelo Instituto do Ambiente e pelo Instituto Geográfico Português. Os dados meteorológicos do modelo global de Aviação, AVN, (usados na previsão em tempo real) e do NCEP/NCAR Reanalysis (que serão futuramente usados na construção de uma base de dados climática) são analisados e caracterizados. O formato dos dados do NCEP/NCAR Reanalysis, NetCDF, é alterado de modo a serem lidos por um dos pré-processadores do MM5. É realizada uma análise estatística a quatro meses de resultados obtidos com o MM5 utilizando a configuração disponível na internet e é feita uma comparação com os resultados obtidos com a nova configuração aqui desenvolvida.

Palavras-Chave: MM5, Meteorologia, Previsão Meteorológica.

1	Introdução	1
1.1	Motivação e Contexto	1
1.2	Objectivos	1
1.3	Contribuição Original	2
1.4	Breve Descrição do MM5	4
1.5	Computação – tempo real	7
2	Equações	8
2.1	Equações Dinâmicas	8
2.1.1	Referencial não inercial e coordenadas cartesianas	8
2.1.2	Referencial não inercial e coordenadas não cartesianas	10
2.1.3	Modelo não hidrostático	12
2.2	Equação da Continuidade	18
2.3	Equação Termodinâmica	19
2.3.1	Gás Perfeito: Equação fundamental	19
2.3.2	Temperatura Virtual	21
2.3.3	Equação da energia	21
2.3.4	Equação de Poisson	21
2.3.5	Temperatura Potencial	22
2.3.6	Temperatura Potencial e Entropia	22
2.3.7	Equação de prognóstico da termodinâmica atmosférica	23
2.4	Equação da tendência da pressão	24
2.5	Equação do Movimento Vertical	26
3	Parametrizações Físicas	27
3.1	Nuvens e Microfísica	27
3.1.1	Conceitos Básicos	28
3.1.2	Modelos Explícitos	40
3.1.3	Modelos Implícitos	46
3.1.4	Conclusões	50
3.2	Superfície e Camada Limite	52
3.2.1	Camada Limite	52
3.2.2	Superfície	59
3.2.3	Conclusões	63
3.3	Radiação	64
3.3.1	Balanço Radiativo para a atmosfera	65
3.3.2	Radiação de longo comprimento de onda em céu limpo	68
3.3.3	Radiação de longo comprimento de onda em céu nublado	72
3.3.4	Radiação de curto comprimento de onda	73
3.3.5	Conclusões	74
4	Dados do Terreno e Dados Meteorológicos	75
4.1	Dados Terreno	75
4.2	Dados Meteorológicos	80
4.2.1	Modelo AVN	80
4.2.2	Condições Iniciais	82
4.2.3	Condições Fronteira	88
4.2.4	Dados do NCEP/NCAR Reanalysis	91

5	<i>Resultados da Previsão Meteorológica</i>	93
5.1	Desempenho da Configuração I	96
5.1.1	Hora de Previsão	96
5.1.2	Simulação de 72 horas	106
5.2	Comparação entre a Configuração I e a Configuração II	112
5.2.1	Hora de Previsão	112
5.2.2	Análise de Casos	116
5.3	Conclusões	129
6	<i>Conclusões e Trabalho Futuro</i>	130
7	<i>Bibliografia</i>	132
8	<i>ANEXO I</i>	140
8.1	Cálculo de derivadas parciais	140
8.2	Método das Áreas (Domingos, J. e Domingos, T., 2003)	140
8.3	Derivada Lagrangeana vs Derivada Euleriana	143
8.4	Usos do Solo	144

1 Introdução

1.1 Motivação e Contexto

A principal motivação deste trabalho foi a importância dos dados meteorológicos em muitas aplicações em ambiente nomeadamente a ligação a modelos hidrológicos e as dificuldades que existem em Portugal no acesso a estes dados.

Os nossos principais objectivos são preparar a criação de uma base de dados meteorológicos de vários anos, 30 a 40 anos, a uma escala de 27 km para Portugal Continental e a previsão meteorológica em tempo real para três dias a uma escala de 9 km.

A base de dados assim criada permitirá a obtenção de resultados fiáveis em áreas tão diversas como a poluição atmosférica, o planeamento biofísico, o potencial para energias renováveis, o risco de fogos florestais e alterações climáticas entre outras.

A previsão em tempo real cumpriria outros objectivos tais como a previsão de eventos meteorológicos relevantes para a agricultura, como as regas e a geada, a previsão da energia a produzir em centrais de energia eólica, solar e hidroeléctrica, a previsão do consumo de electricidade e a previsão de situações de risco tais como fogos e cheias.

O contexto para a realização desta tese foi a experiência existente na secção de Ambiente e Energia em Mecânica dos Fluidos e Termodinâmica e a realização de trabalhos finais nas áreas de escoamentos de ar em áreas urbanas (Tânia Sousa, 1998), uso de um modelo de qualidade do Ar – Airmod (Ângela Canas, 1999) e Sistematização e Visualização de dados 4D para Portugal Continental (Ana Simões, 2000) orientados pelo Prof. Delgado Domingos.

1.2 Objectivos

Com este trabalho pretendemos atingir o objectivo da previsão meteorológica em tempo real e preparar a prossecução do segundo objectivo que é a criação da base de dados meteorológicos. Um dos objectivos que este trabalho também vai cumprir é a disponibilização de uma ferramenta pedagógica importante para os alunos de Engenharia do Ambiente quer nas disciplinas de Física da Atmosfera e Planeamento Biofísico quer nos trabalhos finais de curso. Actualmente está em curso um trabalho final de curso que usou os dados produzidos pelo MM5 no preenchimento de séries meteorológicas e na previsão de rega do qual resultou uma apresentação oral (Palma, J e outros, 2002).

O modelo de previsão meteorológica usado é o MM5 desenvolvido em conjunto pela Pennsylvania State University e pelo National Center for Atmospheric Research no fim dos anos 70 e está totalmente disponível na Internet. Este modelo melhorado continuamente desde os anos 70 tem sido validado com bons resultados em diferentes situações (Dudhia, 1993; Cox et al, 1998; Mass et al, 2002, White et al, 1998). Actualmente é usado para previsão meteorológica nomeadamente no National Center for Atmospheric Research e para investigação em muitas universidades como por exemplo a Universidade de Washington, a Universidade do Utah e a Universidade da Pennsylvania.

O primeiro desafio foi a implementação deste modelo. Este modelo corre em sistemas operativos UNIX ou LINUX e portanto adicionalmente às dificuldades inerentes à implementação de um modelo grande e pouco ‘user-friendly’ tivemos que aprender a trabalhar com um novo sistema operativo. Esta fase foi facilitada devido à frequência de um curso no National Center for

Atmospheric Research, NCAR, sobre a utilização e implementação do MM5, onde tive oportunidade de contactar com utilizadores deste sistema de modelação e com as pessoas que o desenvolveram. Neste primeiro capítulo apresentamos uma breve descrição do modelo e os primeiros resultados que obtivemos de modo a verificar a sua operacionalidade.

Para se poder usar os resultados do MM5 para previsão meteorológica em tempo real existem vários requisitos que é preciso preencher: em primeiro lugar é preciso aceder a dados que estejam disponíveis diariamente através da Internet, o seu descarregamento pela Internet tem que ser fiável e tem que se ter disponível um computador que permita o cálculo em tempo real. A operacionalidade do modelo foi concretizada e assegurada pelo Professor Delgado Domingos.

O MM5 é um modelo de mesoscala não hidrostático com um sistema de coordenadas que segue a topografia, que resolve as equações de Navier-Stokes em três dimensões, a equação termodinâmica e a equação de conservação da água. No capítulo dois apresentamos as deduções que fizemos das equações referidas apresentadas em Dudhia (1993) e referimos as simplificações que estão subjacentes.

As várias opções de parametrizações físicas das nuvens, da precipitação, da camada limite e da radiação são apresentadas no capítulo três bem como uma extensa revisão bibliográfica das diferentes parametrizações e resultados obtidos em diferentes estudos. Aqui serão enfatizadas as razões da nossa escolha de determinadas parametrizações em detrimento de outras.

No capítulo quatro abordaremos as condições fronteira e as condições iniciais e a sua importância na qualidade dos resultados obtidos. Os dados relativos ao terreno nomeadamente topografia e usos do solo e os dados meteorológicos. Serão apresentados os dados meteorológicos usados na previsão meteorológica, dados obtidos do modelo espectral para a aviação, AVN, e os dados que serão usados na futura construção da base de dados, dados cedidos pelo National Center for Environmental Prediction, NCEP. Os dados meteorológicos usados nas condições iniciais serão melhorados através da assimilação de observações de superfície e de radiosondagens disponibilizadas na NET. Os dados de altimetria e usos do solo serão melhorados com dados obtidos do Instituto Geográfico Português e do Instituto do Ambiente.

No capítulo seguinte será feita a validação do modelo para o intervalo compreendido entre os meses de Junho e Setembro de 2002 através de comparações com observações de superfície obtidas do National Weather Service (E.U.A) em Lisboa, Porto e Faro. Neste capítulo serão também comparados estes resultados com os resultados obtidos com o MM5 alterando a sua configuração de modo a utilizar as parametrizações físicas mais adequadas (resultado do capítulo 3), fazendo a assimilação de observações nas condições iniciais, alterando o terreno e os domínios usados (resultado do capítulo 4).

1.3 Contribuição Original

A contribuição para a montagem experimental do sistema de modelação MM5 a funcionar em tempo real, diariamente, fornecendo previsões meteorológicas para 72 horas disponibilizado na Internet¹ excluindo toda a transição da computação para computação paralela que permitiu um

¹ www.meteo.ist.utl.pt

considerável ganho de tempo e a automatização das descargas diárias de dados meteorológicos² e de observações.

A dedução das equações dinâmicas usadas no MM5 (Dudhia, 1993). A dedução foi feita através do método das áreas (Domingos, J. e Domingos, T., 2003) usando como ponto de partida as equações dinâmicas apresentadas em Holton (1992). A dedução das equações da termodinâmica da atmosfera usando o formalismo de Tizla-Callen (1985).

O código do MM5 não foi alterado mas foram desenvolvidos vários programas em Fortran que permitem alterar os formatos de input de dados como por exemplo os dados do NCEP/NCAR Reanalysis em NetCDF, a compilação das observações cedidas pelo National Weather Service e a sua transformação num formato facilmente assimilado nas condições iniciais pelo MM5, a extração de dados de output para uma dada localização e a sua interpolação temporal e espacial para os locais de observações e o seu tratamento estatístico.

A alteração dos dados base de altimetria e de usos do solo para Portugal usando dados cedidos pelo Instituto do Ambiente e pelo Instituto Geográfico Português, o que exigiu estabelecer uma interligação entre o sistema de modelação MM5 e o Sistema de Informação Geográfica ArcView e uma alteração pequena no código do programa TERRAIN.

A optimização dos resultados obtidos para Portugal, que nos permitiram otimizar a performance computacional e a qualidade dos resultados obtidos, em resultado da assimilação de dados e da melhoria do terreno e dos usos do solo, de uma extensa revisão bibliográfica dos processos físicos disponibilizados no MM5 e da importância das condições iniciais e fronteira.

² trabalho realizado pelo Professor Delgado Domingos e que actualmente é apoiado por Marco Reis

1.4 Breve Descrição do MM5

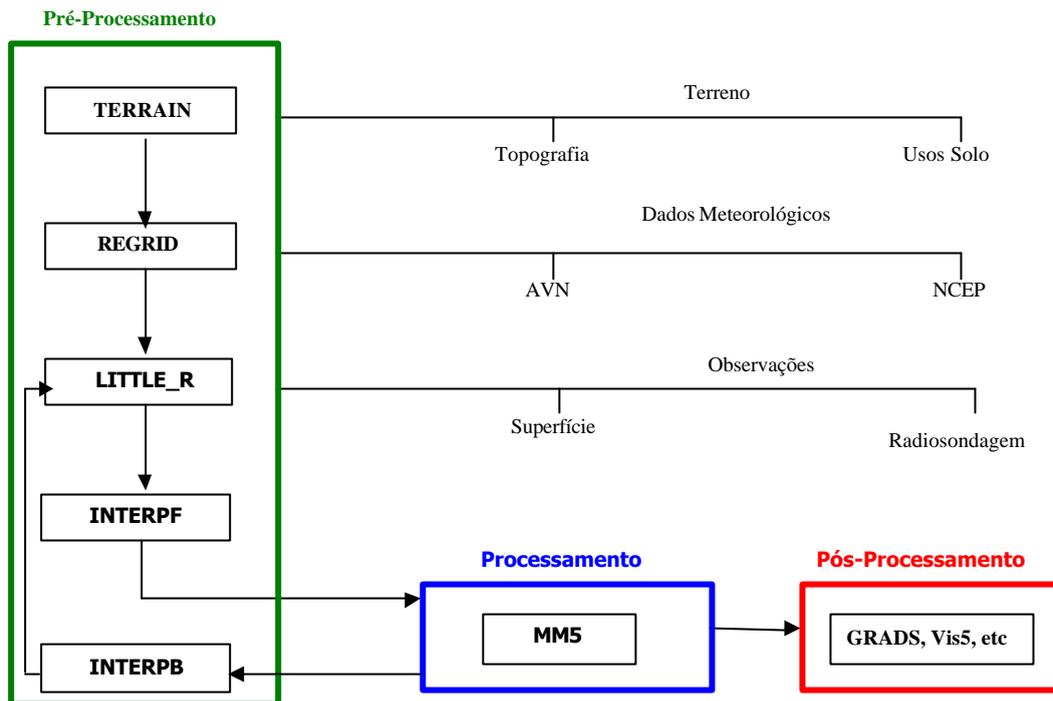


Figura 1 – Esquema representativo do MM5 (adaptação de Dudhia e outros, 2000).

O sistema de modelação MM5 é um modelo de mesoscala constituído por vários programas de pré-processamento: o TERRAIN, o REGRID, o little-r, o INTERPF e o INTERPB. O processamento dos dados e obtenção das previsões é feito por um programa que tem o mesmo nome, MM5. O pós-processamento ou seja a visualização dos resultados obtidos pode ser feita por vários programas, entre os quais, o GRADS, que foi o usado.

O programa **TERRAIN** define todos os domínios terrestres que serão usados e a relação entre eles. Para cada domínio define a sua extensão e número de pontos da malha. Para o domínio maior o utilizador define a latitude e longitude do ponto central, o número de pontos da malha e a distância entre pontos consecutivos da malha.

A relação entre os vários domínios pode ser unidireccional, em que a informação é transmitida do domínio maior (domínio-mãe) para o mais pequeno (domínio-filho) só através das condições fronteira, ou bidireccional, em que adicionalmente os resultados do domínio mais pequeno substituem os do domínio maior na zona comum. A relação bidireccional tem apresentado, como seria de esperar, resultados melhores, e por isso optámos sempre por esta opção.

Este programa processa para todos os domínios a informação relativa à topografia do terreno e ao tipo de usos do solo/vegetação. A informação é recebida numa malha regular de latitude/longitude e interpolada horizontalmente para os domínios escolhidos. Em cada ponto a informação de usos do solo corresponde a uma percentagem para cada tipo de solo. O tipo de solo controla as seguintes propriedades: albedo, emissividade, disponibilidade de água, inércia térmica e rugosidade.

A interpolação pode ser feita segundo o método de Cressman, disponível para a topografia, ou segundo o método bi-parabólico disponível para a topografia e para os usos do solo. Não existem resultados de comparações entre os dois métodos (Dudhia, 2000) e por isso para manter a

consistência entre os dois tipos de informação optámos pelo método bi-parabólico. Este método faz um ajuste bidimensional de duas parábolas e considera que o valor para o ponto desejado é uma média pesada dos valores dados pelas duas parábolas. No método de Cressman estipula-se um raio de influência e a importância dos valores dos pontos dentro dessa área para o ponto que se está a estimar é inversamente proporcional à distância. Este método permite controlar a atenuação dos gradientes.

Na definição dos domínios especifica-se a projecção desejada: Lambert-Conformal, Polar Stereographic ou Mercator. A projecção que é habitualmente usada para latitudes médias é a Lambert-Conformal e por isso foi a escolhida.

A escolha dos domínios tem como preocupação o tempo de computação que é especialmente importante para a previsão meteorológica em tempo real. O tempo é proporcional ao produto do número de pontos no tempo pelo número de pontos no espaço. O passo no tempo devido a contingências resultantes da estabilidade dos métodos numéricos deve ser em segundos o triplo do passo no espaço em km o que significa que os domínios mais finos são por 'cada' ponto muito mais dispendiosos em tempo de computação que os domínios mais grosseiros.

Sendo a relação entre os vários domínios bi-direccional o passo espacial tem que diminuir de 1/3 para cada domínio aninhado em relação ao seu domínio-mãe. Três malhas aninhadas em two-way com o mesmo número de pontos têm um custo computacional de 1:3:9 para um dado período de tempo o que significa que a malha mais fina é nove vezes mais pesada que a malha maior.

Em seguida são apresentados os factores que não permitem diminuir tanto o tempo de computação como o desejado.

- O domínio maior tem que ter um passo espacial grande porque os dados que usamos para condições fronteira e condições iniciais têm uma resolução baixa (os dados AVN têm 1° e os dados do Reanalysis têm 2.5°). Isto condiciona o número de domínios necessários para se atingir a resolução desejada.
- Os domínios não podem ser muito pequenos senão são demasiadamente influenciados pelas condições fronteira. Este factor será analisado em detalhe de modo a que se possa otimizar o tempo de simulação.

Os dados de altimetria e usos do solo existem nas diferentes resoluções: 1° (111.0 Km), 30 min (55.0 Km), 10 min (18.5 Km), 5 min (9.25 Km), 2 min (4Km) e 30 s (0.9 Km).

Inicialmente utilizámos sempre como critério para todos os domínios trabalhar com informação que tivesse uma resolução espacial superior e da ordem de grandeza do tamanho da malha desse domínio. Isto permitiu que a qualidade das simulações não fosse afectada por uma escolha má da resolução da informação (Dudhia, 2000) e simultaneamente minimiza o tamanho dos ficheiros de output criados. A informação sobre altimetria e sobre os usos do solo foi (capítulo 4) alterada para Portugal.

A interacção só num sentido tem a grande vantagem de permitir um desfasamento no tempo entre as duas simulações o que permitirá fazer a base de dados de 40 anos para Portugal com uma resolução espacial (27 Km ou 9 Km) que depois caso a caso poderá então servir como base para estudos mais localizados.

Depois de cada um dos domínios ter a informação do terreno processada existe um ajustamento da

informação nas fronteiras de modo a que não haja inconsistências: os valores das três linhas e colunas exteriores do domínio aninhado são substituídos por valores do domínio mãe e os valores das linhas e colunas quatro a seis são substituídas por valores que se situam entre os da malha-mãe e da malha aninhada de modo a permitir uma transição suave entre as duas.

O **REGRID** interpola horizontalmente dados meteorológicos em níveis de pressão ou à superfície para a malha dos diferentes domínios. Esta interpolação horizontal é feita com o método bi-parabólico. Se acrescentarem níveis de pressão aos dados originais a interpolação vertical é feita entre níveis de pressão adjacentes e é linear com a pressão para o vento, a humidade relativa e linear com o logaritmo da pressão para a temperatura.

O REGRID é constituído por dois subprogramas. O pregrid que põe a informação meteorológica de vários formatos diferentes GRIB (Gridded Binary Data) num dado formato standard e o reggridder que faz a interpolação para as malhas de todos os domínios definidos no TERRAIN a todos os níveis de pressão.

Os dados meteorológicos que usámos foram cedidos pelo modelo global de aviação, AVN, e pelo projecto de reanálise do NCEP. Os primeiros conseguiram ser lidos pelo pregrid mas os dados do NCEP vinham no formato NetCDF e tivemos que fazer o nosso programa pregrid que conseguisse por estes dados no formato do reggridder.

O reggridder tem que receber obrigatoriamente os seguintes campos em níveis de pressão: temperatura, componentes horizontais da velocidade, humidade relativa e altura geopotencial. À superfície tem que receber a temperatura e a pressão ao nível médio do mar.

O **LITTLE-R** é o programa que permite que os dados iniciais sejam melhorados com observações de pressão ao nível do mar, de velocidade e direcção do vento, de temperatura e temperatura de orvalho. A coordenada vertical que referencia estas observações pode ser a pressão ou a altitude. A qualidade das observações é controlada para o instante a que a observação se refere analisando a relação entre as observações e os pontos da malha mais próximos.

A alteração dos valores referentes aos pontos da malha pode ser feita de acordo com dois métodos: o esquema de Cressman e o esquema Multiquadrático. No esquema de Cressman a observação tem um certo raio de influência que varia conforme a velocidade do vento: circular com vento calmo (inferior a 5 m/s), elíptico com vento forte e elíptico curvado em zonas de curvatura. Este procedimento pode ser repetido várias vezes usando como campo de partida o obtido pela última análise Cressman. No esquema Multiquadrático cada ponto da malha é influenciado por todas as observações sendo esta influência inversamente proporcional à distância.

O **INTERPF** cria os ficheiros de condições iniciais e condições fronteira que o MM5 vai utilizar partindo dos dados do REGRID ou do LITTLE-R. Este programa calcula as várias superfícies sigma, σ , em função da altura, z , e faz a interpolação vertical dos dados de superfícies isobáricas adjacentes para superfícies a sigma constante (equações (29) e (30)). A interpolação vertical é linear com a pressão hidrostática para todas as variáveis excepto com a temperatura que é linear com o logaritmo da pressão. Calcula também as variáveis adicionais que são precisas para o modelo não hidrostático nomeadamente a velocidade vertical e a perturbação da pressão. A velocidade vertical é obtida integrando a divergência da velocidade horizontal.

Este programa faz uma análise de diagnóstico aos dados de velocidade horizontal e remove a divergência horizontal média (explicação em 2.2).

O **MM5** é o programa que faz a previsão numérica do tempo resolvendo as equações de Navier-Stokes em três dimensões, a equação termodinâmica e a equação de conservação da água no sistema de coordenadas sigma. A parametrização dos processos físicos, nuvens, precipitação, camada limite e radiação são definidas neste programa.

1.5 Computação – tempo real

Este foi um dos primeiros factores que analisámos porque era determinante para o sucesso/insucesso de alguns dos objectivos a que nos propusemos. Para podermos fazer uma breve análise a capacidade computacional disponível criámos um caso teste descrito em seguida e avaliamos o tempo computacional despendido (Domingos, J., Sousa, T., 2001).

Caso de estudo - 3 malhas com 23 níveis verticais			
Número de pontos	48X58	40X40	25X25
Tamanho da malha	30	10	3.333
Passo no tempo	90	30	10
Aninhamento		Two - way	two-way
Resolução do terreno	10 min (~19km)	5 min (~4km)	30sec (~0.9km)
Parametrização de cumulus	Grell	Grell	Grell
Camada Limite	MRF	MRF	MRF
Humidade Explícita	Gelo Simples	Gelo simples	Gelo Simples
Radiação	Nuvens	Nuvens	Nuvens
Temperatura no solo	5 camadas	5 camadas	5 camadas

Tabela 1 – Definição do Caso de Estudo

Tempo (minutos)	Lisboa (3 malhas)	
Pentium IV - 1.4 GHZ, 1000 MB	350 minutos	
Pentium III - 1 GHZ, 500 MB	451 minutos	
Dual Pentium III -800 MZ, 500 MB	1082 minutos	

Tabela 2 – Performance em vários computadores

2 Equações

2.1 Equações Dinâmicas

2.1.1 Referencial não inercial e coordenadas cartesianas

Para representar um vector num referencial não inercial, S' , que é o caso da Terra em rotação tem que se considerar o transporte do vector devido à velocidade de rotação da Terra, \mathbf{W} ,

$$\left[\frac{d(\quad)}{dt} \right]_S = \left[\frac{d(\quad)}{dt} \right]_{S'} + \bar{\Omega} \times (\quad).$$

(1)

Aplicando esta equação ao vector de posição, r , com o ponto de aplicação no centro da Terra, obtemos a relação entre o vector velocidade no referencial inercial, V_a , que passaremos a designar por velocidade absoluta e o vector velocidade no referencial não inercial, V ,

$$\left[\frac{d\vec{r}}{dt} \right]_S = \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \right]_{S'} + \bar{\Omega} \times \vec{r},$$

(2)

$$\vec{V}_a = \vec{V} + \bar{\Omega} \times \vec{r},$$

(3)

em que o segundo termo do lado direito desta equação é a velocidade de transporte ou seja a velocidade de um fluído imóvel no globo.

Aplicando a equação (1) ao vector velocidade absoluta, V_a , obtemos a relação entre as acelerações absoluta, a_a , e aceleração no referencial não inercial, a ,

$$\left[\frac{d(\vec{V} + \bar{\Omega} \times \vec{r})}{dt} \right]_S = \left[\frac{d(\vec{V} + \bar{\Omega} \times \vec{r})}{dt} \right]_{S'} + \bar{\Omega} \times (\vec{V} + \bar{\Omega} \times \vec{r}),$$

(4)

$$\vec{a}_a = \vec{a} + 2\bar{\Omega} \times \vec{V} + \bar{\Omega} \times (\bar{\Omega} \times \vec{r}).$$

(5)

A componente de r que é perpendicular ao vector velocidade angular, \mathbf{W} , é designada por raio de giração, R , tem o seu ponto de aplicação no eixo de rotação, e representa a menor distância entre um ponto e o eixo de rotação da Terra. Com o raio de giração a equação (5) pode ser reescrita,

$$\vec{a}_a = \vec{a} + 2\vec{\Omega} \times \vec{V} - 2\Omega^2 \vec{R}.$$

(6)

A Lei de Conservação da Quantidade de Movimento enuncia que a taxa de variação do momento num referencial inercial, a_a , é igual à soma das forças que actuam no fluido. As forças que actuam na atmosfera são a gravidade, sendo g^* a força gravítica por unidade de massa no nível médio do mar, o gradiente de pressão, sendo, r , a densidade do ar húmido. e F_a , a força de atrito por unidade de massa.

$$\vec{a}_a = \frac{d\vec{V}_a}{dt} = -\frac{1}{r} \vec{\nabla} p + \vec{g}^* + \vec{F}_a$$

(7)

Considera-se a gravidade num dado ponto da atmosfera como sendo a gravidade ao nível médio do mar porque a diferença real é negligenciável (Holton, 1992): a distância ao nível médio do mar é sempre muito inferior ao raio da terra.

Combinando as equações anteriores obtemos a seguinte expressão para a aceleração de fluídos num referencial não inercial:

$$\vec{a} = -\frac{1}{r} \vec{\nabla} p + \vec{g}^* + \vec{F}_a - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} + 2\Omega^2 \vec{R}$$

(8)

O penúltimo termo do lado direito desta equação é a aceleração de Coriolis, este termo é nulo se o fluido estiver imóvel em relação ao globo e é perpendicular à direcção do vento, alterando a sua direcção no sentido horário no hemisfério Norte, e no sentido anti-horário no hemisfério Sul; o último termo é a aceleração centrífuga que é um vector com a direcção do raio de giração e resulta do movimento de rotação da Terra.

O vector peso aparente de um corpo resulta da combinação da gravidade g^* e da força centrífuga, tem uma magnitude inferior a g^* e em cada ponto tem direcção perpendicular à superfície da Terra,

$$\vec{g}^* = -\vec{\nabla} f_N, \quad \Omega^2 \vec{R} = -\vec{\nabla} \left(-\frac{\Omega^2 R^2}{2} \right) = -\vec{\nabla} f_C.$$

$$\vec{g}^* + 2\Omega^2 \vec{R} = \vec{g} = -\vec{\nabla} (f_N + f_C) = -\vec{\nabla} f_{geo}$$

(9)

A Terra adquiriu uma forma elipsóide de modo a que a força gravítica (direccionada para o centro da Terra) tenha uma componente paralela à superfície da Terra com a mesma intensidade da componente horizontal da força centrífuga e com direcção oposta (Stull, 2000). Portanto de acordo com o mesmo autor a força de Coriolis pode ser interpretada como a diferença entre a força centrífuga e a força gravitacional.

Designamos este novo termo, o gradiente do potencial da Terra em rotação, f_{geo} , por geopotencial.

$$\vec{a} = -\frac{1}{r}\vec{\nabla}p - \nabla f_{geo} + \vec{F}_a - 2\vec{\Omega} \times \vec{V}$$

(10)

2.1.2 Referencial não inercial e coordenadas não cartesianas

A equação anterior vai ser decomposta nos 3 eixos, i, j, k , de um referencial solidário com a superfície da Terra, em que i está direccionada para Este, j para Norte e k perpendicular à superfície da terra e no sentido oposto ao raio da Terra. Este é um referencial não cartesiano porque a direcção dos eixos varia com a posição na Terra.

2.1.2.1 Decomposição da aceleração

$$\vec{a} = \frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{du}{dt}\vec{i} + \frac{dv}{dt}\vec{j} + \frac{dw}{dt}\vec{k} + u\frac{d\vec{i}}{dt} + v\frac{d\vec{j}}{dt} + w\frac{d\vec{k}}{dt}$$

(11)

As taxas de variação das direcções dos eixos têm que ser decompostas em i, j, k . O vector i é função da coordenada x, o vector j é função das coordenadas x e y, e o vector k é função das coordenadas x e y:

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = \frac{\partial \vec{i}}{\partial t} + u\frac{\partial \vec{i}}{\partial x} + v\frac{\partial \vec{i}}{\partial y} + w\frac{\partial \vec{i}}{\partial z} = u\frac{\partial \vec{i}}{\partial x},$$

(12)

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + u\frac{\partial \vec{j}}{\partial x} + v\frac{\partial \vec{j}}{\partial y} + w\frac{\partial \vec{j}}{\partial z} = u\frac{\partial \vec{j}}{\partial x} + v\frac{\partial \vec{j}}{\partial y},$$

(13)

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{\partial \vec{k}}{\partial t} + u\frac{\partial \vec{k}}{\partial x} + v\frac{\partial \vec{k}}{\partial y} + w\frac{\partial \vec{k}}{\partial z} = u\frac{\partial \vec{k}}{\partial x} + v\frac{\partial \vec{k}}{\partial y}.$$

(14)

A variação das coordenadas pode ser escrita em função da latitude, f , longitude, l , (Holton, 1992).

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = u\left(\frac{\tan f}{a}\vec{j} - \frac{1}{a}\vec{k}\right),$$

(15)

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = u\left(-\frac{\tan f}{a}\right)\vec{i} + v\left(-\frac{1}{a}\right)\vec{k},$$

(16)

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = u\left(\frac{1}{a}\right)\vec{i} + v\left(\frac{1}{a}\right)\vec{j}.$$

(17)

A aceleração pode então ser reescrita em função das suas componentes segundo os eixos i, j, k (Holton, 1992),

$$\vec{a} = \left(\frac{du}{dt} - \frac{vu \tan \mathbf{f}}{a} + \frac{wu}{a}\right)\vec{i} + \left(\frac{dv}{dt} + \frac{u^2 \tan \mathbf{f}}{a} + \frac{wv}{a}\right)\vec{j} + \left(\frac{dw}{dt} - \frac{u^2}{a} - \frac{v^2}{a}\right)\vec{k}.$$

(18)

2.1.2.2 Decomposição das forças

2.1.2.2.1 Força de Coriolis

A força de Coriolis pode ser escrita em função das componentes i, j, k ,

$$\begin{aligned} -2\vec{\Omega} \times \vec{V} &= -2\left[\left(\Omega \cos \mathbf{f} \vec{j} + \Omega \operatorname{sen} \mathbf{f} \vec{k}\right) \times \left(u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}\right)\right] = \\ &= -2\left[\left(w\Omega \cos \mathbf{f} - v\Omega \operatorname{sen} \mathbf{f}\right)\vec{i} + \left(u\Omega \operatorname{sen} \mathbf{f}\right)\vec{j} + \left(-u\Omega \cos \mathbf{f}\right)\vec{k}\right], \end{aligned}$$

(19)

e simplificada com a introdução da seguinte notação,

$$\begin{aligned} e &= 2\Omega \cos \mathbf{f} & f &= 2\Omega \operatorname{sen} \mathbf{f} \\ -2\vec{\Omega} \times \vec{V} &= (-we + vf)\vec{i} - uf\vec{j} + ue\vec{k}. \end{aligned}$$

(20)

2.1.2.2.2 Força do Gradiente de Pressão

A força devido ao gradiente de pressão actua perpendicularmente às isóbaras e é proporcional ao gradiente de pressão,

$$-\frac{1}{\mathbf{r}} \vec{\nabla} p = -\frac{1}{\mathbf{r}} \frac{\partial p}{\partial x} \vec{i} - \frac{1}{\mathbf{r}} \frac{\partial p}{\partial y} \vec{j} - \frac{1}{\mathbf{r}} \frac{\partial p}{\partial z} \vec{k}.$$

(21)

É a única força que não desaparece para velocidades nulas.

2.1.2.2.3 Força de Atrito

A força de atrito resulta da interacção entre o ar e o solo e portanto só é sentida na camada limite. Esta força é proporcional à velocidade do vento e tem direcção contrária à velocidade do vento:

$$\vec{F}_a = \vec{F}_{ax}\vec{i} + \vec{F}_{ay}\vec{j} + \vec{F}_{az}\vec{k}.$$

(22)

2.1.2.2.4 Força do Geopotencial

O geopotencial é perpendicular à superfície em cada ponto tendo por isso só componente segundo o eixo \mathbf{k} :

$$-\vec{\nabla} \mathbf{f}_{geo} = -\frac{\partial \mathbf{f}_{geo}}{\partial z} \vec{k}.$$

(23)

2.1.2.3 Aceleração nos eixos \mathbf{i} , \mathbf{j} e \mathbf{k}

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{vu \tan \mathbf{f}}{a} - \frac{wu}{a} - we + vf - \frac{1}{\mathbf{r}} \frac{\partial p}{\partial x} + F_{ax} \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{u^2 \tan \mathbf{f}}{a} - \frac{wv}{a} - uf - \frac{1}{\mathbf{r}} \frac{\partial p}{\partial y} + F_{ay} \\ \frac{dw}{dt} &= \frac{u^2 + v^2}{a} + ue - \frac{1}{\mathbf{r}} \frac{\partial p}{\partial z} + F_{az} - \frac{\partial \mathbf{f}_{geo}}{\partial z} \end{aligned}$$

(24)

2.1.3 Modelo não hidrostático

A hipótese hidrostática considera que as acelerações verticais na atmosfera são nulas e por isso a diferença de pressão entre dois pontos a altitudes diferentes é igual ao peso da coluna de ar entre esses pontos:

$$\frac{dP}{dz} = -\mathbf{r}g.$$

(25)

O uso de um modelo não hidrostático é importante quando as acelerações verticais são importantes o que acontece quando a escala horizontal se aproxima da profundidade dos obstáculos em análise. A última versão do MM5 é não hidrostática permitindo a sua aplicação ao estudo de efeitos locais, nomeadamente, brisas terra/mar e brisas de encosta.

No MM5 (Dudhia, 1993) define-se um estado de referência para a pressão, P_0 , e temperatura, T_0 , e perturbações a esse estado, P' e T' , que são as variáveis que são prognosticadas:

$$\begin{aligned}
p(x, y, z, t) &= p_0(z) + p'(x, y, z, t) \\
T(x, y, z, t) &= T_0(z) + T'(x, y, z, t) \\
\mathbf{r}(x, y, z, t) &= \mathbf{r}_0(z) + \mathbf{r}'(x, y, z, t)
\end{aligned}$$

(26)

As variáveis de referência são função só da altura z .

A temperatura de referência, T_0 , é dada por,

$$T_0 = T_{SLV} + A \ln \left(\frac{P_0}{P_{SLV}} \right)$$

(27)

em que T_{SLV} é a temperatura de referência no nível médio do mar e que nas latitudes médias se considera como sendo 280K no inverno e 290K no verão, P_{SLV} é a pressão no nível médio do mar que se toma como sendo 10^5 Pa e A , que é 50K, é a diferença de temperatura entre P_{SLV} e $P_{SLV} \times e^{-1}$. Esta equação assume um gradiente de temperatura de aproximadamente 5-6°C/km que é o gradiente que corresponde a uma atmosfera standard (seca e em estado estacionário).

A pressão de referência, P_0 , para um dado ponto à altura z é a pressão que existiria nesse ponto se a atmosfera estivesse em equilíbrio hidrostático. A magnitude de perturbação da pressão, P' , é uma medida das acelerações verticais da atmosfera.

Conjugando a equação de equilíbrio hidrostático com a equação que exprime as relações entre os parâmetros intensivos, P , T e V , equação (52), obtém-se:

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{Pg}{RT} = -\mathbf{r}g.$$

(28)

Integrando esta equação entre um dado ponto à altura z e o nível médio do mar (z_{SLV} é zero) obtemos z como uma função unívoca de P_0 :

$$\begin{aligned}
\ln \frac{P_0}{P_{SLV}} &= -\frac{gz}{RT_0} \Leftrightarrow \\
z &= -\frac{RT_0}{g} \ln \frac{P_0}{P_{SLV}} \Leftrightarrow \\
z &= -\frac{R}{g} \ln \frac{P_0}{P_{SLV}} \left(T_{SLV} + A \ln \left(\frac{P_0}{P_{SLV}} \right) \right) \Leftrightarrow^3 \\
z &= -\frac{RT_{SLV}}{g} \ln \frac{P_0}{P_{SLV}} - \frac{RA}{g} \left(\ln \frac{P_0}{P_{SLV}} \right)^2.
\end{aligned}$$

(29)

2.1.3.1 Nova coordenada vertical

A coordenada vertical usada no MM5 é a pressão relativa, \mathbf{s} , dada por:

$$\mathbf{s} = \frac{p_0 - p_t}{p_s - p_t} \equiv \frac{p_0 - p_t}{p^*} \Rightarrow p_0 = \mathbf{s} p^* + p_t \Rightarrow p = \mathbf{s} p^* + p_t + p' = p_0 + p'$$

(30)

em que a variável p_t , pressão no topo da atmosfera no estado de referência é constante e a variável p_s , a pressão de superfície no estado de referência, é função da posição e independente do tempo. Os níveis de σ constante são fixos no espaço e no tempo e apresentam valores entre 0, no topo da atmosfera, e 1 no solo; seguem aproximadamente o terreno junto ao solo e aproximam-se das superfícies isobáricas à medida que se ascende na atmosfera (Dudhia et all, 1995).

A mudança de coordenada vertical será feita pelo método das áreas. O método das áreas foi e é actualmente usado em termodinâmica para o cálculo de derivadas parciais (Domingos, J., e Domingos, T., 2003) e é apresentado no ANEXO I.

2.1.3.2 Mudança de coordenada vertical

Aplicando a relação expressa na equação (170) para a derivada parcial da pressão em relação a x ,

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{y,z} = \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{s,y} - \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{s}} \right)_{x,y} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right)_{z,y}.$$

(31)

e para a mudança de coordenadas para a derivada parcial de p^* em relação a x , obtemos:

³ A equação apresentada em (Dudhia et all, 2000) considera que o último termo do 2º membro está multiplicado por 1/2.

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{y,z} = \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{s,y} - \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right|_{s,y} \left(\frac{1}{1 + \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p^*}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x}} \right).$$

(32)

Considerando a definição de pressão no modelo não hidrostático (equação (30)), podemos escrever a equação anterior do seguinte modo:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{y,z} &= \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{s,y} + \mathbf{s} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right|_{s,y} - \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right|_{s,y} \left(\frac{1}{1 + \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p^*}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x}} \right) \Leftrightarrow \\ \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{y,z} &= \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{s,y} - \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right|_{s,y} \left(-p^* + \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x} \left(\frac{1}{1 + \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p^*}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x}} \right) \right) \end{aligned}$$

(33)

Para obtermos as mesmas equações que em (Dudhia, 1993),

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{y,z} = \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right|_{y,s} - \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right|_{y,s} \left. \frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x},$$

(34)

partindo da equação (33) temos que provar que:

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}} \right|_{x,y} = \left(-p^* + \left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x} \left(\frac{1}{1 + \frac{\mathbf{s}}{p^*} \left. \frac{\partial p^*}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x}} \right) \right)$$

(35)

Primeiro vamos calcular a seguinte derivada parcial (a partir da equação (30)),

$$\left. \frac{\partial p^*}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x} = \frac{1}{\mathbf{s}} \left. \frac{\partial p_0}{\partial \mathbf{s}} \right|_{y,x} - \frac{p^*}{\mathbf{s}}$$

(36)

e substituir na equação (35) de modo a obtermos,

$$\left(\begin{array}{c} -p^* + p^* \frac{\partial p}{\partial \mathbf{s}}_{x,y} \\ \frac{\partial p_0}{\partial \mathbf{s}}_{x,y} \end{array} \right) = \frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}}_{x,y} .$$

(37)

Em seguida aplicamos o método das áreas para o quociente da equação anterior e obtemos:

$$\left(-p^* + p^* \frac{\partial p}{\partial p_0} \right)_{x,y} = \frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}}_{x,y} .$$

(38)

Considerando agora que a pressão é igual à soma da pressão de referência, P_0 , com a perturbação da pressão, P' , obtemos,

$$\left(-p^* + p^* \left(1 + \frac{\partial p'}{\partial p_0} \right)_{x,y} \right) = \frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}}_{x,y} ,$$

(39)

ou seja podemos provar a igualdade (equação (34)) apresentada em Dudhia (1993).

$$\left(p^* \frac{\partial p'}{\partial p_0} \right)_{x,y} = \frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}}_{x,y} \Leftrightarrow$$

$$\left(p^* \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial p_0} \right)_{x,y} = 1$$

$$p^* \frac{1}{p^*} = 1.$$

(40)

Aplicando a relação expressa na equação (171), às equações das velocidades obtemos:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla u,$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla v,$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla w.$$

(41)

Combinando as equações (24), (34) e (41), podemos então escrever as equações de prognóstico para a velocidade apresentadas em (Dudhia, 1993),

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla u &= \underbrace{\frac{vu \tan f}{a} - \frac{wu}{a} - we + vf}_{\approx 0} - \frac{1}{r} \left(\frac{\partial p'}{\partial x} \Big|_{y,s} - \frac{s}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \Big|_{y,s} \frac{\partial p'}{\partial s} \Big|_{y,x} \right) + \underbrace{F_{ax}}_{\approx 0} + \underbrace{D_u}_{\text{Aparece com a integração para a escala resolúvel}} \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla v &= -\underbrace{\frac{u^2 \tan f}{a} - \frac{wv}{a}}_{\approx 0} - uf - \frac{1}{r} \left(\frac{\partial p'}{\partial y} \Big|_{x,s} - \frac{s}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \Big|_{x,s} \frac{\partial p'}{\partial s} \Big|_{y,x} \right) + \underbrace{F_{ay}}_{\approx 0} + \underbrace{D_v}_{\text{Aparece com a integração para a escala resolúvel}} \end{aligned}$$

(42)

em que r é dada pela equação (61).

A análise de escala (Holton, 1992 e Pielke, 2002) permite-nos estimar as magnitudes relativas dos diferentes termos das equações considerando valores representativos para as constantes e para as variáveis dependentes. A comparação dos diferentes termos permite-nos desprezar os termos que tenham magnitudes relativas muito inferiores aos outros ou então aplicar um filtro numa certa magnitude.

Pielke (2002) fez uma análise de escala às equações horizontais do movimento e concluiu que os termos we , vf e uf são proporcionais à escala horizontal do sistema, e por isso quanto maior a escala maior estes termos. No entanto we também é função da razão entre as escalas verticais e horizontais do sistema que é aproximadamente 0.1 e por isso este termo é aproximadamente 10% dos outros dois termos associados à força de Coriolis. Pielke (2002) concluiu também que as forças de atrito podem ser desprezadas porque só são importantes para alturas da ordem de centímetros. Isto acontece porque a viscosidade do ar é muito baixa e portanto as alterações de momento devido às forças de atrito só são da mesma ordem de grandeza das alterações de momento resultantes da advecção para velocidades muito baixas. De acordo com Pielke (2002) e Holton (1992) um filtro de 10^{-5}m.s^{-2} nas latitudes médias à escala sinóptica permite-nos desprezar os termos assinalados na equação (42).

As equações diferenciais do modelo apresentadas anteriormente são válidas quando os passos no tempo e no espaço tendem para zero ou são suficientemente pequenos para que os diferenciais sejam constantes nesses passos. Para a atmosfera este critério restringe os intervalos no tempo a aproximadamente um segundo e os intervalos no espaço a centímetros (Pielke, 1984).

Para podermos usar as equações apresentadas com escalas espaciais e temporais compatíveis com as disponibilidades computacionais temos que integrar estas equações para as escalas desejadas. Neste processo aparecem termos, D_u e D_w , função das flutuações da velocidade, e que correspondem a fluxos de velocidade turbulentos. Estes termos têm que ser parametrizados em função das variáveis conhecidas para se poder fechar o sistema de equações.

2.1.3.3 Relação entre coordenada vertical e velocidade vertical

A variação de sigma é dada por,

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \underbrace{\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial t}}_0 + \vec{v} \cdot \nabla \mathbf{s} = u \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x} + v \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial y} + w \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial z},$$

(43)

combinada com as equações (155) e (169):

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = -u \left(\frac{\mathbf{s}}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \right)_{z,y} - v \left(\frac{\mathbf{s}}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \right)_{z,x} - w \left(\frac{\mathbf{r}_0 g}{p^*} \right)$$

(44)

que é equivalente a:

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = -\frac{\mathbf{s}}{p^*} \vec{V}_H \cdot \nabla p^* - w \frac{\mathbf{r}_0 g}{p^*}$$

(45)

2.2 Equação da Continuidade

A conservação de massa de ar obriga a que a variação da quantidade do número de moles por unidade de volume, $\bar{\mathbf{r}}$, seja igual ao fluxo líquido do número de moles por unidade de volume que segundo o teorema da divergência é igual a $\nabla \cdot (\rho \mathbf{U})$. Esta igualdade está expressa na equação,

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{r}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\mathbf{r}} \vec{U}) = 0,$$

(46)

que em conjunto com a relação entre as derivadas euleriana e lagrangeana e com a seguinte propriedade de operador ∇ ,

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{r}} \vec{U}) \equiv \bar{\mathbf{r}} \nabla \cdot \vec{U} + \vec{U} \cdot \nabla \bar{\mathbf{r}},$$

(47)

nos permite escrever a equação da continuidade do seguinte modo:

$$\frac{1}{\bar{\mathbf{r}}} \frac{d\bar{\mathbf{r}}}{dt} = -\nabla \cdot \vec{U} = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dt},$$

(48)

em que v é o volume específico definido como sendo o inverso da densidade.

A divergência da velocidade pode ser escrita na nova coordenada vertical utilizando as expressões (170) e (155),

$$\nabla \cdot \vec{U} = \underbrace{\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{s,y} - \frac{\partial u}{\partial s} \Big|_{x,y} \frac{s}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \Big|_{z,y}}_{\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{z,y}} + \underbrace{\frac{\partial v}{\partial y} \Big|_{s,x} - \frac{\partial v}{\partial s} \Big|_{x,y} \frac{s}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \Big|_{z,x}}_{\frac{\partial v}{\partial y} \Big|_{z,x}} - \underbrace{\frac{r_0 g}{p^*} \frac{\partial w}{\partial s} \Big|_{x,y}}_{\frac{\partial w}{\partial z} \Big|_{y,x}}$$

(49)

apresentada em (Dudhia, 1993).

Analisando a equação (48) verifica-se que a divergência da velocidade é proporcional à variação de densidade. Para uma dada camada da atmosfera a variação da densidade é praticamente nula o que significa que a divergência da velocidade, soma da divergência horizontal com a divergência vertical, também é nula.

2.3 Equação Termodinâmica

A equação de prognóstico para a termodinâmica atmosférica será deduzida de acordo com o formalismo de Callen (Callen, 1985) aplicado à atmosfera⁴.

2.3.1 Gás Perfeito: Equação fundamental

A equação fundamental da termodinâmica relaciona a entropia, S , com os parâmetros extensivos volume, V , e energia interna, U .

O ar comporta-se aproximadamente como uma mistura de gases ideais que pode ser descrita pela seguinte equação fundamental (Callen, 1985),

$$S = \sum_j N_j s_{j0} + \left(\sum_j N_j c_j \right) R \ln \frac{U}{U_0} + NR \ln \frac{V}{V_0} - R \sum_j N_j \ln \frac{N_j}{N} =$$

$$S_0 + \left(\sum_j N_j c_j \right) R \ln \frac{U}{U_0} + NR \ln \frac{V}{V_0} - R \sum_j N_j \ln \frac{N_j}{N}.$$

(50)

em que S_0 inclui o primeiro e o último termo que é uma constante porque se considera a composição do ar constante.

As derivadas parciais da equação fundamental explicitam as relações entre os parâmetros intensivos, pressão, P , temperatura, T e potencial electroquímico, m (Callen, 1985).

⁴ Este foi o formalismo usado na cadeira de física e química da atmosfera leccionada ao curso de Engenharia do Ambiente.

$$\left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_{V, N_1, \dots, N_r} \equiv \frac{1}{T} = \frac{\sum_j N_j c_j R}{U}$$

(51)

$$-\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{U, N_1, \dots, N_r} \equiv \frac{P}{T} = \frac{NR}{V}$$

(52)

$$\left(\frac{\partial S}{\partial N_j}\right)_{V, U, V_0, \dots, N_k, \dots} \equiv -\frac{m_j}{T} = c_j R \ln \frac{U}{U_0} + R \ln \frac{V}{V_0}$$

(53)

Algumas das segundas derivadas parciais descrevem importantes propriedades do ar nomeadamente a capacidade molar a pressão constante, c_p , a capacidade molar a volume constante, c_v , a compressibilidade isotérmica, k_T , a compressibilidade adiabática, k_s e o coeficiente de expansão térmica, α (Callen, 1985).

$$c_v \equiv \frac{T}{N} \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = R \sum_j \frac{N_j}{N} c_j = \sum_j \frac{N_j}{N} c_{vj}$$

(54)

$$c_p \equiv \frac{T}{N} \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_P = R \sum_j \frac{N_j}{N} c_j + R = \sum_j \frac{N_j}{N} c_{pj} = c_v + R$$

(55)

$$k_T \equiv -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T = \frac{1}{P}$$

(56)

$$k_s \equiv -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_S = \frac{c_v}{c_p} P$$

(57)

$$\alpha \equiv -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = -\frac{1}{T}$$

(58)

A razão entre a capacidade molar a pressão constante, c_p , e a capacidade molar a volume constante,

c_v , é designada por γ :

$$g = \frac{c_p}{c_v}$$

(59)

Com os coeficientes introduzidos a equação fundamental pode ser simplificada:

$$S = S_0 + Nc_v \ln \frac{U}{U_0} + NR \ln \frac{V}{V_0}.$$

(60)

2.3.2 Temperatura Virtual

A equação (52) permite-nos definir uma outra variável que é a temperatura virtual, T_v ,

$$\begin{aligned} \frac{p}{T} = \frac{N}{V} R &\Leftrightarrow \frac{p}{T} = \frac{m_{d+v}}{VM_{d+v}} R \Leftrightarrow \frac{p}{T} = r \frac{R}{M_{d+v}} \Leftrightarrow \frac{p}{T} = r \frac{R}{M_d e^{\frac{1+w}{e+w}}} \Leftrightarrow \\ \frac{p}{T} = r \frac{R}{M_d} \frac{1+\frac{w}{e}}{1+w} &\equiv rR_d \frac{1+\frac{w}{e}}{1+w} \Rightarrow P = r \frac{R}{M_d} \frac{1+\frac{w}{e}}{1+w} T \equiv r \frac{R}{M_d} T_v \equiv rR_d T_v \end{aligned}$$

(61)

que é a temperatura que uma massa de ar seco teria que ter para ter a mesma densidade que o ar húmido à temperatura T . Nesta equação aparece e que é a razão entre a massa molar do vapor de água, M_v , e a massa molar do ar seco, M_d e w que é a razão de mistura do vapor de água definida na equação (85).

2.3.3 Equação da energia

A equação fundamental da termoestática (JJDD, 1996) diz-nos que a transferência total de energia interna sob a forma de calor, dQ_T , é igual ao produto da temperatura pela variação da entropia,

$$\begin{aligned} dQ_T = TdS &\Leftrightarrow \\ dq_T = Tds &\equiv dq \end{aligned}$$

(62)

em que dq representa a transferência energia interna sob a forma de calor devido à radiação e às mudanças de fase.

2.3.4 Equação de Poisson

A equação de Poisson descreve a relação entre pressão, P , e volume, V , para uma massa de ar que descreve um processo reversível e adiabático. Num processo reversível o fluxo de calor é proporcional à variação de entropia. Se o fluxo de calor é nulo a entropia mantém-se constante.

Portanto o que pretendemos saber é a variação de pressão com o volume num processo a entropia constante; utilizando as definições para os coeficientes termodinâmicos dadas atrás obtemos a equação,

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_{S, N_1, \dots, N_r} dV = -\frac{1}{k_s V} dV = -\frac{c_p}{c_v} \frac{1}{V} P dV,$$

(63)

que pode ser integrada,

$$PV^g = P_0 V_0^g$$

(64)

e escrita em função da temperatura e da pressão:

$$PT^{1-g} = P_0 T_0^{1-g}$$

(65)

2.3.5 Temperatura Potencial

A temperatura potencial, θ , é a temperatura que uma massa de ar teria se fosse levada por um processo isentrópico até aos 1000mbar.

$$\theta = \left(\frac{P_0}{1000} \right)^{\frac{1-g}{g}} T_0$$

(66)

A temperatura potencial é conservada num processo isentrópico.

2.3.6 Temperatura Potencial e Entropia

Num processo adiabático e reversível a temperatura potencial e a entropia mantêm-se constantes. A relação entre estas duas variáveis pode ser explicitada escrevendo a equação fundamental em função da temperatura e da pressão,

$$S = S_0 + Nc_v \ln \frac{T}{T_0} + NR \ln \frac{TP_0}{T_0 P} = S_0 + Nc_p \ln \frac{T}{T_0} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R}{c_p}} = S_0 + Nc_p \ln \frac{T}{T_0} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1-g}{g}} ;$$

(67)

Utilizando a definição de temperatura potencial e considerando como estado de referência para a entropia, s_0 , os 1000mbar de pressão obtemos:

$$\frac{S - S_0}{N} = s - s_0 = c_p \ln \frac{q_0}{T_0}.$$

(68)

2.3.7 Equação de prognóstico da termodinâmica atmosférica

A equação fundamental escrita em função da temperatura e da pressão,

$$S = S_0 - NR \ln \frac{P}{P_0} + Nc_p \ln \frac{T}{T_0},$$

(69)

é derivada em relação ao tempo e dividida por N de modo a obter-se o seguinte resultado:

$$\frac{ds}{dt} = -\frac{R}{P} \frac{dP}{dt} + \frac{c_p}{T} \frac{dT}{dt} \Rightarrow \frac{dT}{dt} = \frac{T}{c_p} \frac{ds}{dt} + \frac{RT}{c_p P} \frac{dP}{dt},$$

(70)

Aplicando a definição de calor num processo reversível deduz-se o seguinte resultado:

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{c_p} \frac{dq_T}{dt} + \frac{RT}{c_p P} \frac{dP}{dt} = \frac{1}{c_p} \frac{dq_T}{dt} + \frac{v}{c_p} \frac{dP}{dt} = \\ &= \frac{1}{c_p} \left(\frac{dq}{dt} + c_p \frac{T_0}{q_0} D_q \right) + \frac{v}{c_p} \frac{dP}{dt} \Rightarrow \\ \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{c_p} \frac{dq}{dt} + \frac{T_0}{q_0} D_q + \frac{v}{c_p} \frac{dP}{dt} \end{aligned}$$

.

(71)

No MM5 a pressão é dada pela soma de dois termos, a pressão de referência, P_0 , que é constante para uma dada altura, z , e a perturbação da pressão, P' , pelo que:

$$\begin{aligned}
\frac{dP}{dt} &= \frac{dP'}{dt} + \frac{dP_0}{dt} = \frac{\partial P'}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla P' + \frac{\partial P_0}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla P_0 = \\
&= \frac{\partial P'}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla P' + \frac{\partial P_0}{\partial t} + u \underbrace{\frac{\partial P_0}{\partial x}}_{=0} + v \underbrace{\frac{\partial P_0}{\partial y}}_{=0} + w \frac{\partial P_0}{\partial z} = \\
&= \frac{\partial P'}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla P' + \frac{\partial P_0}{\partial t} + u \underbrace{\frac{\partial P_0}{\partial x}}_{=0} + v \underbrace{\frac{\partial P_0}{\partial y}}_{=0} + w \frac{dP_0}{dz} = \\
&= \frac{\partial P'}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla P' - \mathbf{r}_0 g w
\end{aligned}$$

(72)

Substituindo a derivada lagrangeana pela euleriana obtemos a equação,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \vec{\nabla} T + \frac{1}{c_p \mathbf{r}} \left(\frac{\partial p'}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p' - \mathbf{r}_0 g w \right) + \frac{1}{c_p} \frac{dq}{dt} + \underbrace{\frac{T_0}{\mathbf{q}_0} D_q}_{\text{Aparece com a integração para a escala resolúvel}}$$

(73)

que é a equação apresentada em (Dudhia, 1993). A densidade \mathbf{r} é dada pela equação (61). Esta equação calcula a variação da temperatura num ponto como sendo o resultado das seguintes contribuições: advecção de ar com uma temperatura diferente, variação da pressão, fluxos de calor radiativo e latente e um termo associado a fluxos de calor turbulentos, D_q , e que corresponde à contribuição das escalas inferiores à escala considerada. O fluxo de calor turbulento é proporcional à razão entre a temperatura e a temperatura potencial no estado de referência que, de acordo com a equação (66), aumenta com a pressão do estado de referência. Isto significa que quanto mais perto da superfície maior o fluxo turbulento de calor.

2.4 Equação da tendência da pressão

Com as relações apresentadas a equação fundamental pode ser escrita como uma função da pressão e do volume:

$$S = S_0 + N c_v \ln \frac{P}{P_0} + N c_p \ln \frac{v}{v_0}.$$

(74)

Derivando em relação ao tempo e dividindo por N,

$$\frac{ds}{dt} = \frac{c_v}{P} \frac{dP}{dt} + \frac{c_p}{v} \frac{dv}{dt} \Rightarrow \frac{dP}{dt} = \frac{P}{c_v} \frac{ds}{dt} - \frac{P g}{v} \frac{dv}{dt},$$

(75)

e usando a equação (52) obtemos:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{RT}{\nu c_v} \frac{ds}{dt} - \frac{P\mathbf{g}}{\nu} \frac{dv}{dt} = \frac{RT}{\nu c_v} \frac{ds}{dt} - \frac{P\mathbf{g}}{\nu} \frac{dv}{dt}.$$

(76)

Usando a definição do fluxo de calor podemos escrever a equação anterior do seguinte modo:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dt} &= \frac{RT}{\nu c_v} \frac{ds}{dt} - \frac{P\mathbf{g}}{\nu} \frac{dv}{dt} = \frac{R}{\nu c_v} \frac{dq_T}{dt} - \frac{P\mathbf{g}}{\nu} \frac{dv}{dt} \Leftrightarrow \\ \frac{dP}{dt} &= \frac{R}{\nu c_v} \left(\frac{dq}{dt} + c_p \frac{T_0}{\mathbf{q}_0} D_q \right) - \frac{P\mathbf{g}}{\nu} \frac{dv}{dt}. \end{aligned}$$

(77)

A equação de prognóstico para a termodinâmica atmosférica é obtida conjugando a equação anterior com a equação da continuidade, equação (48),

$$\frac{dP}{dt} = \frac{RT}{\nu c_v} \frac{ds}{dt} - \frac{P\mathbf{g}}{\nu} \frac{dv}{dt} = \frac{R}{\nu c_v} \left(\frac{dq}{dt} + c_p \frac{T_0}{\mathbf{q}_0} D_q \right) - P\mathbf{g} \nabla \cdot \dot{U}.$$

(78)

Utilizando as expressões (72), (52) e (59) podemos escrever esta equação função de P' ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial P'}{dt} - \mathbf{r}_0 g w + \vec{v} \cdot \nabla P' &= + \frac{R}{\nu c_v} \left(\frac{dq}{dt} + c_p \frac{T_0}{\mathbf{q}_0} D_q \right) - P\mathbf{g} \nabla \cdot \dot{U} \Leftrightarrow \\ \frac{\partial P'}{dt} - \mathbf{r}_0 g w + P\mathbf{g} \nabla \cdot \dot{U} &= -\vec{v} \cdot \nabla P' + \frac{R}{\nu c_v} \left(\frac{dq}{dt} + c_p \frac{T_0}{\mathbf{q}_0} D_q \right) \Leftrightarrow \\ \frac{\partial P'}{dt} - \mathbf{r}_0 g w + P\mathbf{g} \nabla \cdot \dot{U} &= -\vec{v} \cdot \nabla P' + \underbrace{\frac{P\mathbf{g}}{T} \left(\frac{1}{c_p} \frac{dq}{dt} + \frac{T_0}{\mathbf{q}_0} D_q \right)}_{\approx 0} \end{aligned}$$

(79)

que é a equação apresentada em (Dudhia, 1993). No MM5 os dois últimos termos da equação (79), que representam a variação de pressão devido aos fluxos de calor radiativo, latente e turbulento, são desprezados porque Klempt and Wilhelmson (1978) provaram que a sua contribuição para a variação de P' é muito pequena. Resumindo a variação da tendência da pressão num dado ponto resulta da advecção de ar com uma pressão diferente e da expansão ou compressão de ar que resulta duma divergência da velocidade não nula.

2.5 Equação do Movimento Vertical

Utilizando as equações (24), (41), (158), (155), (26), (61) e (9) a equação do movimento vertical apresentada em (Dudhia, 1993) é obtida.

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} w &= \frac{u^2 + v^2}{a} + ue - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \mathbf{s}} \bigg|_{x,y} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial z} \bigg|_{x,y} + F_{az} - \frac{\partial \mathbf{f}_{geo}}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} w &= \frac{u^2 + v^2}{a} + ue + \frac{\mathbf{r}_0 \mathbf{g}}{r p^*} \left(\frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}} \bigg|_{x,y} + p^* \right) + F_{az} - \frac{\partial \mathbf{f}_{geo}}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} w &= \underbrace{\frac{u^2 + v^2}{a}}_{\approx 0} + ue + \frac{\mathbf{r}_0 \mathbf{g}}{r p^*} \frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}} \bigg|_{x,y} + \frac{p_0 T'_v}{p T_{v0}} g - \underbrace{\left(\frac{1}{\mathbf{g}} + \frac{R_d}{c_p} \right)}_{\text{Este termo aparece em Dudhia (1993) mas na dedução é 1}} \frac{p'}{p} g + \frac{p}{p} g + \underbrace{F_{az}}_{\approx 0} - g + \underbrace{D_w}_{\text{Aparece com a integração para a escala resolúvel}} \end{aligned}$$

(80)

Os termos desprezados que correspondem à contribuição da rotação da terra para a aceleração vertical são muito pequenos relativamente aos outros termos (Pielke, 2002).

3 Parametrizações Físicas

Com a integração das equações para a escala resolúvel aparecem novos termos nas equações que estão associados aos fluxos turbulentos de momento, calor e humidade. Para que o sistema de equações seja resolúvel os novos termos têm que ser expressos em função das variáveis dependentes o que é feito parametrizando esses termos através de resultados experimentais e/ou conceitos simplificados. São também parametrizados os termos associados às mudanças de fase da água e às transferências de energia sob a forma de calor latente e radiativo.

No MM5 os processos parametrizados são: a formação e microfísica das nuvens, a camada limite, a radiação e os processos de superfície. A interacção entre estas parametrizações é apresentada na figura seguinte. A parametrização da camada limite permite o cálculo dos fluxos de calor sensível e calor latente que depois são usados pela parametrização de superfície para o cálculo da temperatura à superfície. O modelo de camada limite permite adicionalmente parametrizar os efeitos da difusão turbulenta de calor, quantidade de movimento e vapor de água que irão determinar os perfis verticais de temperatura, vento e humidade na camada limite.

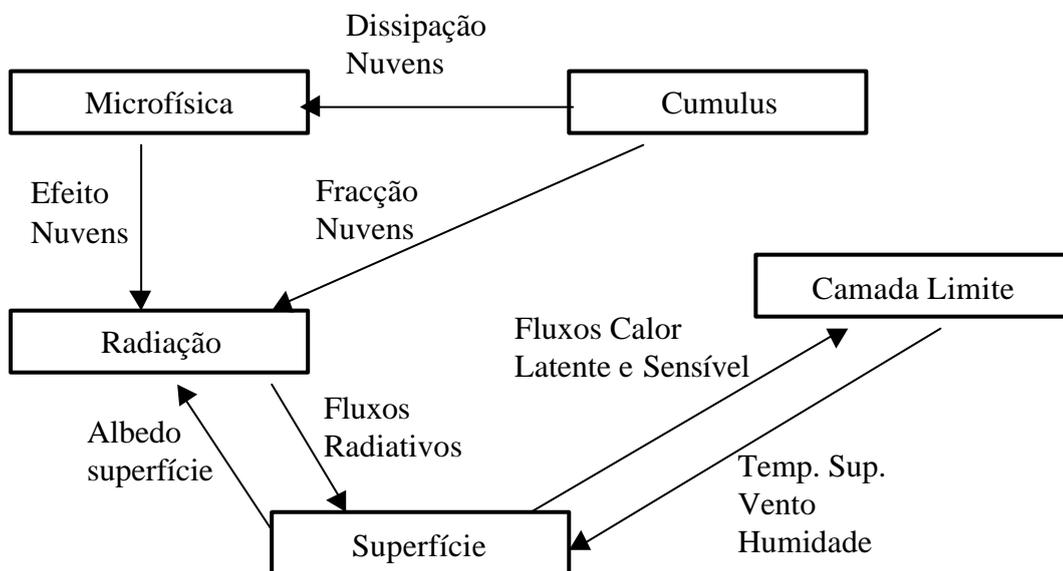


Figura 2 – Interação entre as parametrizações no MM5 (Dudhia et al, 1993)

A parametrização das nuvens permite determinar se um dado ponto da malha pertence ou não a uma nuvem, se pertencer, ou seja se a humidade relativa for de 100%, a parametrização da microfísica das nuvens é activada, senão é desactivada (I). A estrutura microfísica das nuvens influencia fortemente o balanço radiativo da nuvem: a reflexão da radiação solar incidente no topo da nuvem é função da concentração e tamanho das gotas de água e da concentração, tamanho e forma dos cristais de gelo.

3.1 Nuvens e Microfísica

A parametrização das nuvens e da microfísica tem como objectivo calcular os fluxos de calor latente necessários às equações dinâmicas e dar como resultado a precipitação e a percentagem de nuvens. De acordo com Cotton e Anthes (1989), a magnitude dos fluxos de energia associados às transformações de fase da água e os fluxos de ar ascendentes e descendentes associados à

convecção nas nuvens, podem ter um efeito, muito importante, na dinâmica e na energia dos sistemas de larga escala para escalas de tempo da ordem de horas a dias. As nuvens mais finas desempenham um papel importante no balanço radiativo para escalas de tempo maiores.

3.1.1 Conceitos Básicos

O vapor de água pode ser quantificado através das variáveis dimensionais, pressão de vapor e humidade absoluta e através das medidas adimensionais, humidade específica e razão de mistura.

A **pressão de vapor** é definida partindo da equação (52) e escrevendo a pressão total da mistura como sendo a soma das pressões que cada um dos componentes teria se ocupasse sozinho o volume total designadas por pressões parciais,

$$P = \frac{NRT}{V} = \sum_i N_i \frac{RT}{V} \equiv \sum_i P_i,$$

(81)

representando a pressão parcial do vapor de água como e e a pressão parcial do ar seco como P_d temos:

$$P = \sum_i P_i = P_d + e.$$

(82)

Esta primeira medida para o vapor de água, a pressão de vapor, e , permite-nos definir a massa de água por unidade de volume, habitualmente designada por **humidade absoluta**, r_v ,

$$e = \frac{N_v RT}{V} = \frac{m_v RT}{M_v V} = r_v \frac{R}{M_v} T \equiv r_v R_v T,$$

(83)

por semelhança também podemos escrever para o ar seco,

$$P_d = r_d R_d T.$$

(84)

Estas medidas não são constantes para uma massa de ar que altere o seu estado termodinâmico. Mas senão existir condensação a massa total de ar seco e de vapor de água mantêm-se constantes e portanto também a **humidade específica**, q , e a **razão de mistura**, w se mantêm constantes.

$$q = \frac{m_v}{m}$$

$$w = \frac{m_v}{m_d} = \frac{e}{P_d} \frac{M_v}{M_d} \equiv \frac{e}{P - e} \in$$

(85)

O vapor de água presente na atmosfera só está em equilíbrio com a água líquida numa camada muito fina junto à água líquida e nas nuvens. Quando existe em equilíbrio designamos a pressão de vapor como pressão de vapor de saturação, e_s , e a razão de mistura como razão de mistura de saturação, w_s .

A **humidade relativa**, r , é uma medida da ‘distância’ ao equilíbrio e é definida como:

$$r = \frac{w}{w_s} = \frac{e}{e_s} \left(\frac{P - e_s}{P - e} \right).$$

(86)

A **temperatura de orvalho** de uma massa de ar, T_d , é a temperatura que uma massa de ar teria que ter para que a sua pressão de vapor correspondesse à pressão de vapor de saturação.

A equação de **Clausius-Clapeyron** que mostra a relação entre pressão e temperatura na mudança de fase é obtida pelas formas diferenciais⁵ mantendo a coerência com as outras deduções termodinâmicas.

A variação da pressão com a temperatura em mudança de fase é dada por,

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{m_l - m_v} = - \frac{\left(\frac{\partial(m_l - m_v)}{\partial T} \right)_P}{\left(\frac{\partial(m_l - m_v)}{\partial P} \right)_T} = - \frac{\left(\frac{\partial m_l}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial m_v}{\partial T} \right)_P}{\left(\frac{\partial m_l}{\partial P} \right)_T - \left(\frac{\partial m_v}{\partial P} \right)_T},$$

(87)

que pode ser simplificada usando a relação de Gibbs-Duhem que torna explícita a relação entre pressão, temperatura e volume para cada uma das fases,

⁵ Esta dedução é original. Posteriormente o Prof. Delgado Domingos mostrou-me uma dedução (JJDD, 1962) desta equação pelo método das áreas mas feita de um modo menos directo.

$$d\mathbf{m}_l = -s_l dT + v_l dP \Rightarrow \left(\frac{\partial \mathbf{m}_l}{\partial T} \right)_P = -s_l \quad \left(\frac{\partial \mathbf{m}_l}{\partial P} \right)_T = v_l$$

$$d\mathbf{m}_v = -s_v dT + v_v dP \Rightarrow \left(\frac{\partial \mathbf{m}_v}{\partial T} \right)_P = -s_v \quad \left(\frac{\partial \mathbf{m}_v}{\partial P} \right)_T = v_v$$

(88)

e com a qual a equação de Clausius-Clapeyron retoma a sua forma tradicional,

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\mathbf{m}_l - \mathbf{m}_v} = \frac{s_v - s_l}{v_v - v_l}.$$

(89)

Usando a equação (62) podemos substituir a variação de entropia,

$$l \equiv \Delta Q = T\Delta S = T(s_v - s_l),$$

(90)

em que l é a transferência de calor associada à mudança de fase, obtendo,

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\mathbf{m}_l - \mathbf{m}_v} = \frac{s_v - s_l}{v_g - v_l} = \frac{l}{T(v_g - v_l)}.$$

(91)

A equação anterior pode ser adicionalmente simplificada se desprezarmos o volume molar do líquido face ao volume molar do gás e substituirmos este último pela relação dada em (52),

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\mathbf{m}_l - \mathbf{m}_v} = \frac{lP}{RT^2},$$

(92)

que depois de integrada e aplicada ao vapor de água pode ser escrita da seguinte forma:

$$e_s = e_{so} \exp\left(\frac{l}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right)$$

(93)

Usando como estado de referência os 273K, a pressão parcial de vapor de saturação pode ser simplificada (Bohren, 1998),

$$e_s = 6.11 \exp\left(19.83 - \frac{5417}{T} \right)$$

(94)

em que a pressão parcial de vapor está em mbar e a temperatura em kelvin.

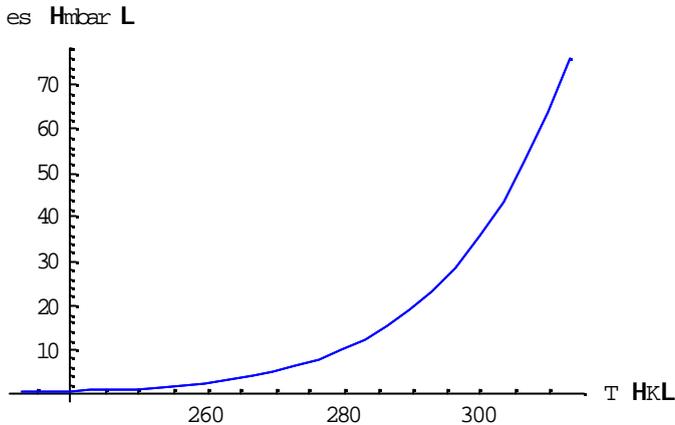


Figura 3 – Equação de Clausius Clapeyron

Uma massa de ar que se encontre na zona à direita da curva ou seja com uma pressão parcial de vapor inferior à pressão parcial de vapor de saturação à temperatura a que se encontra está não saturada. Esta massa de ar pode evoluir para a saturação quando a razão entre a pressão parcial de vapor e a pressão parcial de vapor de saturação atinge 1 o que pode resultar de um arrefecimento (deslocamento na horizontal) e/ou do aumento da quantidade de vapor de água (deslocamento na vertical).

Devido à forma da curva de Clausius-Clapeyron a saturação também pode ser atingida se duas massas de ar não saturadas se misturarem: as propriedades da massa de ar resultante está na linha recta que une os dois pontos iniciais e que pode ou não cruzar a linha de transição de fase, (Bohren, 1998).

3.1.1.1 Nuvens e Precipitação

Os processos que controlam a formação de nuvens e precipitação são: a nucleação heterogénea, a difusão e a colisão. A **nucleação heterogénea** é a condensação de vapor de água em aerossóis que são partículas sólidas ou líquidas em suspensão na atmosfera e que passaremos a designar por núcleos de condensação - NC.

A pressão parcial de saturação, e_s^* , para uma gota é diferente do que para uma superfície plana: quanto menor a gota (maior a relação superfície/volume) maior a taxa de evaporação (mais fácil é a uma molécula libertar-se) e por isso maior tem que ser a taxa de condensação ou equivalentemente a pressão parcial de vapor de saturação, e_s^* . Existe no entanto um efeito contrário que é devido à solubilização do núcleo de condensação na água que diminui o número de moléculas de água por unidade de superfície e por isso baixa a taxa de evaporação da água e consequentemente a pressão parcial de vapor de saturação, e_s^* . Estes dois efeitos combinados estão expressos na equação de Kohler (Stull, 2000),

$$\frac{e_s^*}{e_s} \approx \frac{\exp\left(\frac{c_1}{T r}\right)}{1 + \frac{c_2 i m_s}{M_s r^3}}$$

(95)

em que o numerador representa o efeito da curvatura, r , é o raio da gota e o denominador representa o efeito da concentração de soluto, em que m_s é a massa de soluto, M_s a sua massa molar e i o número de iões por molécula em solução; c_1 e c_2 são parâmetros. Se representássemos a razão entre e_s^* e e_s com r (Stull, 2000) veríamos que esta razão aumenta significativamente com o raio até um determinado raio que designaremos por raio crítico, r^* , e depois vai diminuindo suavemente. Isto significa que até atingir o raio crítico a gota precisa de uma humidade relativa cada vez maior mas que depois de o ultrapassar, núcleo de condensação activado, NCA, continua a crescer até a humidade do ar baixar a um determinado nível. A formação de núcleos de condensação activados é portanto facilitada em nuvens com temperaturas mais baixas (equação (86)).

Estes núcleos de condensação activados que vão crescendo por **difusão** vão formar as gotas das nuvens. Estas gotas deixam de crescer antes de atingir o tamanho necessário para formarem precipitação. A **colisão** e coalescência destas gotas de água dá origem à **precipitação em nuvens quentes** que são nuvens em que o gelo não desempenha um papel importante.

De acordo com Cotton e Anthes (1989) as ‘nuvens quentes’ que se formam em massas de ar marítimas produzem chuva mais frequentemente do que as que se formam em massas de ar continentais. De acordo com os mesmo autores este facto, explicado por Squires (1958), resulta do facto de as massas de ar continentais terem mais núcleos de condensação e portanto a água existente na nuvem tem que ser mais distribuída inibindo o processo de colisão e coalescência.

Os processos que precisam de ser parametrizados em nuvens quentes são segundo Cotton e Anthes (1989): a nucleação de um espectro de aerossóis em um espectro de gotas de nuvens, o crescimento do espectro de gotas de nuvens em elementos geradores de precipitação e o desenvolvimento de um espectro maduro de gotas de chuva, a sedimentação diferencial de gotas de nuvens e de gotas de chuva e a evaporação de gotas de nuvens e de gotas de chuva. A fase inicial de colisão e coalescência tem sido modelada como sendo um processo estocástico.

A equação de Clausius Clapeyron pode ser aplicada ao equilíbrio vapor-sólido e obter-se por analogia à equação (94) (Bohren, 1998):

$$e_s = 6.11 \exp\left(22.49 - \frac{6142}{T}\right)$$

(96)

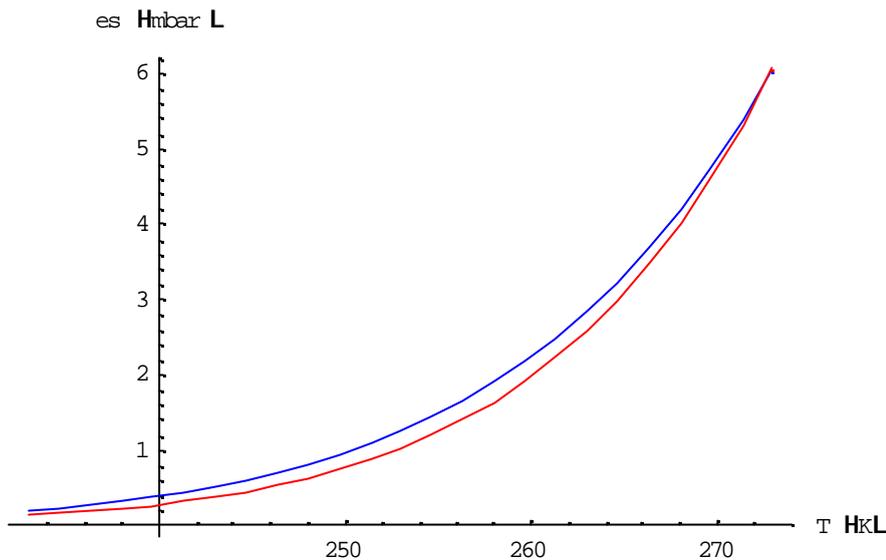


Figura 4 – Equilíbrio líquido-vapor (azul) e sólido-vapor (vermelho). Eixo horizontal – temperatura em K e eixo vertical

Observando o gráfico constata-se que os cristais de gelo podem existir em equilíbrio com o ar para temperaturas inferiores a 0°C se este estiver sobresaturado em relação ao gelo. Os cristais de gelo formam-se quando existe solidificação de vapor de água em núcleos de condensação. Os núcleos de condensação têm que ter uma estrutura molecular semelhante a gelo.

Para o intervalo de temperaturas entre 0°C e – 40°C a pressão parcial de saturação em relação ao gelo é inferior à pressão parcial de vapor de saturação em relação ao líquido. Este facto explica o processo de formação de **precipitação em nuvens frias: Wegener-Bergeron-Findeisen**. Enquanto o ar estiver sobresaturado em relação ao gelo e à água ambas as gotas de gelo e de líquido crescem até atingir a pressão parcial de vapor de saturação em relação ao líquido. Depois os cristais de gelo aumentam de tamanho até se atingir a pressão parcial de vapor de saturação em relação ao gelo e as gotas de água diminuem até desaparecerem contribuindo para aumentar a concentração de vapor de água. Os cristais de gelo também aumentam de tamanho por colisão com gotas de água e sua solidificação. Se o número de cristais de gelo não for demasiado grande crescem o suficiente para precipitarem. As partículas que resultam do crescimento de cristais de gelo, perdendo a forma original, devido à colisão e solidificação instantânea de gotas de água sobre-arrefecida são designadas por graupel; se a solidificação for lenta permitindo que não se formem bolhas de ar entre as sucessivas ‘lamínas’ congeladas, designa-se por hail.

Para o intervalo de temperaturas referidas atrás a criação de cristais de gelo depende da presença de núcleos – nucleação heterogénea. De acordo com Cotton e Anthes (1989) os principais mecanismos de nucleação do gelo são a deposição de vapor de água directamente no núcleo de condensação, a condensação de vapor de água no núcleo seguido de solidificação, a solidificação de gotas de água que têm um núcleo de gelo imerso ou a solidificação de uma gota de água sobrearrefecida devido ao contacto com um núcleo. De acordo com os mesmos autores medidas em laboratório permitiram concluir que a concentração de núcleos de gelo activados aumenta exponencialmente com o grau de arrefecimento e a concentração de cristais de gelo pode exceder em três ou quatro ordens de grandeza a concentração de núcleos activos. Esta discrepância pode estar relacionada com a fragmentação de gotas grandes durante a solidificação, fractura de cristais de gelo devido a colisão com outros cristais de gelo e fractura de cristais de gelo durante o seu crescimento. O último mecanismo parece ser o único capaz de explicar a concentração de cristais de gelo: os cristais de

gelo partem-se em vários cristais de gelo que permitem a solidificação das gotas de água sobrearrefecidas que por sua vez se partem reiniciando o processo. Esta formação secundária de cristais de gelo depende da dinâmica das nuvens que tem que permitir o transporte de cristais de gelo para uma zona com temperaturas entre -4°C a -8°C onde se encontram as gotas sobrearrefecidas. Um outro mecanismo que parece contribuir para a concentração elevada de cristais de gelo é a sobresaturação em relação à água líquida a temperaturas baixas, que pode ocorrer quando existe precipitação, e que permite aumentar a taxa de nucleação por deposição e por condensação-solidificação.

A precipitação devido ao atrito que provoca durante a queda, contribui para diminuir a velocidade de ascensão das massas de ar, podendo mesmo alterar o sentido do movimento da massa de ar. A precipitação distribui o condensado dos níveis mais elevados para os níveis mais baixos alterando o perfil de libertação de calor latente, por exemplo, se trouxer o condensado para uma camada não saturada, a evaporação resultante provoca uma diminuição da temperatura que será a causa de movimentos verticais descendentes. Em nuvens em que ocorre precipitação pode existir sobresaturação em relação à água líquida porque a precipitação diminui a quantidade de gotas de água, diminuindo a superfície total onde pode ocorrer condensação. A sobresaturação provoca um atraso na libertação de calor latente. (Cotton e Anthes, 1989)

3.1.1.2 Formação de nuvens

As nuvens formam-se quando o ar se encontra saturado e como consequência o vapor de água condensa ou solidifica. Na atmosfera as nuvens formam-se por um arrefecimento adiabático do ar húmido em ascensão ou por mistura das massa de ar. A ascensão pode ser devida à instabilidade da atmosfera (precipitação convectiva), à turbulência, a um obstáculo físico ou resultar da ‘confrontação’ de duas massas de ar de características diferentes (precipitação não convectiva).

3.1.1.2.1 Estabilidade Estática

A estabilidade estática da atmosfera está relacionada com o tipo de equilíbrio que caracteriza a atmosfera ou seja com o modo como esta reage a deslocamentos verticais de ar. No **equilíbrio estável** a atmosfera tende a eliminar os deslocamentos verticais de ar, no **equilíbrio instável** a amplia-los e no equilíbrio neutro a atmosfera tende a ignorá-los.

Para determinarmos o tipo de equilíbrio estático de uma atmosfera temos que analisar o que acontece a uma massa de ar que é deslocada verticalmente da sua posição de equilíbrio. As forças que actuam numa massa de ar são o gradiente de pressão e o seu peso, sendo a aceleração, a_z :

$$a_z = \frac{dv_z}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} - g .$$

(97)

Considerando como simplificação que a atmosfera está em equilíbrio hidrostático (equação (25)) e que o gradiente de pressão na partícula é igual ao gradiente de pressão na atmosfera (paredes móveis) então a direcção da aceleração vertical é dada pela diferença entre a densidade da atmosfera e a densidade da partícula,

$$a_z = \frac{dv_z}{dt} = \frac{1}{\mathbf{r}}(\mathbf{r}_{atm} - \mathbf{r})g \Rightarrow \begin{cases} \mathbf{r}_{atm} > \mathbf{r} \Rightarrow a_z > 0 \\ \mathbf{r}_{atm} = \mathbf{r} \Rightarrow a_z = 0 \\ \mathbf{r}_{atm} < \mathbf{r} \Rightarrow a_z < 0 \end{cases} .$$

(98)

Seria mais útil apresentar os resultados anteriores em função das temperaturas porque o gradiente atmosférico de temperatura é fácil de medir e o gradiente vertical de temperatura da massa de ar pode ser aproximado pelo Gradiente de Temperatura Adiabático Seco, Γ_d .

Utilizando a equação (52) as relações anteriores são equivalentes a:

$$\begin{cases} T_{atm} < T \Leftrightarrow a_z > 0 \\ T_{atm} = T \Leftrightarrow a_z = 0 \\ T_{atm} > T \Leftrightarrow a_z < 0 \end{cases} .$$

(99)

À medida que uma massa de ar se move verticalmente num processo adiabático e reversível a sua temperatura altera-se devido à variação de pressão,

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S dP = \frac{-\left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T}{\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P} dP = \frac{-T \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T}{Nc_p} dP = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P}{Nc_p} dP = -\frac{TV\alpha}{Nc_p} dP = \frac{1}{\mathbf{r}c_p} dP .$$

(100)

Considerando que a atmosfera está em equilíbrio hidrostático,

$$(dP)_{atm} = -\mathbf{r}_{atm} g dz ,$$

(101)

e portanto o gradiente de temperatura seco é dado por,

$$dT = -\frac{\mathbf{r}_{atm} g}{\mathbf{r}c_p} dz \Leftrightarrow \Gamma_d \equiv -\frac{dT}{dz} = \frac{\mathbf{r}_{atm} g}{\mathbf{r} c_p} \approx \frac{g}{c_p} \approx 10^\circ C / km .$$

(102)

Se uma massa de ar é deslocada verticalmente da sua posição de equilíbrio a sua variação de temperatura é dada pelo gradiente de temperatura adiabático seco. A variação de temperatura da atmosfera é dada pelo gradiente de temperatura da atmosfera.

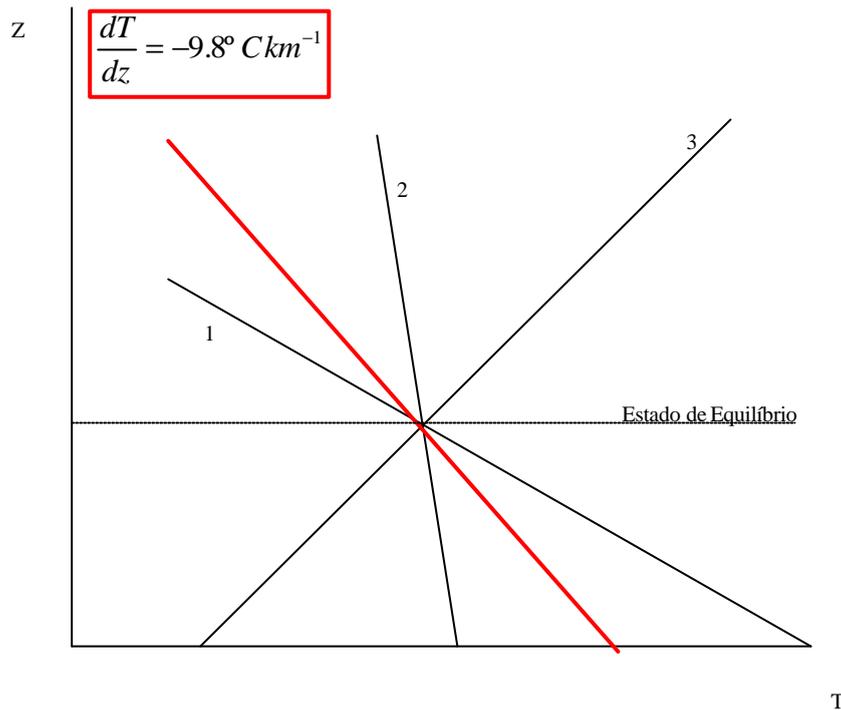


Figura 5 – Perfis verticais de temperatura para 3 atmosferas: 1, 2 e 3. Vermelho: Perfil vertical de temperatura de uma massa de ar seco.

Atmosfera 1: num movimento vertical para cima a aceleração é positiva, num movimento vertical para baixo a aceleração é negativa. Se uma massa de ar se deslocar da sua posição de equilíbrio a direcção da aceleração provoca um afastamento maior da posição inicial de equilíbrio – **Atmosfera Instável**.

Atmosferas 2 e 3: num movimento vertical para cima a aceleração é negativa, num movimento vertical para baixo a aceleração é positiva. Se uma massa de ar se deslocar da sua posição de equilíbrio a direcção da aceleração faz a partícula retornar à sua posição inicial de equilíbrio – **Atmosfera Estável**.

Se a atmosfera tiver um gradiente de temperatura igual ao gradiente adiabático seco então a aceleração é sempre nula e a massa de ar fica no sítio para onde foi deslocada – **Atmosfera Neutra**.

Resumindo os critérios que definem o equilíbrio estático em função do gradiente de temperatura da atmosfera,

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{atm} < -\Gamma_d \quad \text{Atmosfera Instável}$$

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{atm} = -\Gamma_d \quad \text{Atmosfera Neutra}$$

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)_{atm} > -\Gamma_d \quad \text{Atmosfera Estável}$$

(103)

Se reescrevermos estes critérios em função do gradiente de temperatura potencial, q ,

$$\left(\frac{dq}{dz}\right)_{atm} = \frac{d}{dz} \left[\left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{1-g}{g}} T \right] = \frac{q}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{q}{P} \frac{dP}{dz} \frac{1-g}{g},$$

(104)

que é equivalente a,

$$\left(\frac{dq}{dz}\right)_{atm} = \frac{q}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{q}{T} \frac{g}{c_p} = \frac{q}{T} \left(\left(\frac{dT}{dz}\right)_{atm} + \Gamma_d \right),$$

(105)

obtemos,

$$\begin{aligned} \left(\frac{dq}{dz}\right)_{atm} < 0 & \quad \text{Atmosfera Instável} \\ \left(\frac{dq}{dz}\right)_{atm} = 0 & \quad \text{Atmosfera Neutra} \\ \left(\frac{dq}{dz}\right)_{atm} > 0 & \quad \text{Atmosfera Estável} \end{aligned}$$

(106)

A estabilidade estática pode variar ao longo do dia dependendo da radiação solar e da velocidade do vento: radiação solar forte e ventos moderados (atmosfera instável), irradiação do solo e ventos moderados (atmosfera estável), ventos fortes e radiação pouco importante (atmosfera neutra).

3.1.1.2.2 *Nível de Condensação, Nível de Convecção Livre e Limite de Convecção*

Se a atmosfera estiver instável os movimentos verticais são favorecidos e se as condições de humidade forem adequadas formam-se nuvens. O nível a que uma parcela que ascende do chão tem que subir até ficar saturada é designado por **nível de condensação** e corresponde à base das nuvens quando a sua génese está relacionada com o solo. Este processo ocorre quando uma massa de ar que está junto ao solo e cuja pressão parcial de vapor e , é inferior à pressão de equilíbrio, e_s , ascende num processo adiabático e reversível atingindo a sua pressão parcial de vapor de equilíbrio. Neste processo considera-se que a razão de mistura da massa de ar se mantém constante.

Para investigarmos qual a relação entre a pressão parcial de vapor e a pressão parcial de vapor de saturação numa ascensão adiabática e reversível escrevemos a pressão parcial de vapor em função da temperatura e de variáveis que se mantêm constantes na ascensão:

$$P = \frac{TNR}{V} \Leftrightarrow P = T \frac{R}{M_v} \frac{m_v}{V} \Leftrightarrow$$

$$e = R_v r_v T = \frac{R_v}{R_a} \frac{r_v}{r_a} R_a r_a T$$

$$e = \frac{wP_a}{\epsilon} = \frac{w(P - e)}{\epsilon} \Leftrightarrow$$

$$e = \frac{w}{w + \epsilon} P.$$

(107)

Substituindo a pressão através da equação de Poisson temos,

$$e = \frac{w}{w + \epsilon} P_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{g}{1-g}}$$

(108)

que permite finalmente obter a relação desejada,

$$\frac{e}{e_s} = \frac{\frac{w}{w + \epsilon} P_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{g}{1-g}}}{6.11 \exp \left(19.83 - \frac{5417}{T} \right)} = \frac{\frac{w}{w + \epsilon} P_0 T_0^{\frac{g}{1-g}} T^{\frac{1-g}{g}}}{6.11 \exp(19.83) - 6.11 \exp \left(\frac{5417}{T} \right)} \Leftrightarrow$$

$$\frac{e}{e_s} = \frac{w}{w + \epsilon} P_0 T_0^{\frac{g}{1-g}} 6.11 T^{\frac{1-g}{g}} \exp \left(\frac{5417}{T} - 19.83 \right)$$

(109)

que, se considerarmos a fronteira impermeável, se pode rescrever em função de uma constante positiva,

$$\frac{e}{e_s} = c T^{\frac{1-g}{g}} \exp \left(\frac{5417}{T} - 19.83 \right) \quad \text{com } c > 0$$

(110)

À medida que uma parcela ascende a sua temperatura diminui aproximadamente de 10°C / Km o que aumenta a relação entre e e e_s até a parcela ficar saturada.

Quando a parcela atinge o nível de condensação o gradiente de temperatura em altitude altera-se porque é libertado calor associado à mudança de fase. Se considerarmos que a fronteira da massa de ar é adiabática e fechada o novo gradiente de temperatura designa-se por gradiente adiabático saturado e tem o valor aproximado de - 5°C/km ou seja por cada km de ascensão na atmosfera a temperatura da parcela diminui 5°C. A partir do momento em que existe condensação a parcela deixa de poder ser considerada só constituída por gás ideal porque passa a ter gotas de água.

Bohren e Albrecht (1998) apresentam a seguinte expressão para o gradiente de temperatura adiabático saturado,

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} - \frac{1}{c_p} \frac{d}{dz} (w_s l_v) = -\frac{g}{c_p} \frac{1 + \frac{l_v w_s}{RT}}{1 + \frac{l_v^2 w_s^2}{c_p R_v T^2}} \approx -5^\circ C / km$$

(111)

A estabilidade estática da atmosfera é então função do perfil de temperatura da atmosfera e do facto da parcela estar ou não saturada. Analisando a Figura 6 verificamos que qualitativamente temos um caso adicional que é a atmosfera 4 que tem um gradiente de temperaturas superior ao adiabático seco e inferior ao adiabático saturado. Quando o perfil vertical de temperaturas da atmosfera corresponde a este caso designa-se a atmosfera por **atmosfera condicionalmente instável** porque é estável para movimentos de ar seco e instável para movimentos de ar húmido saturado.

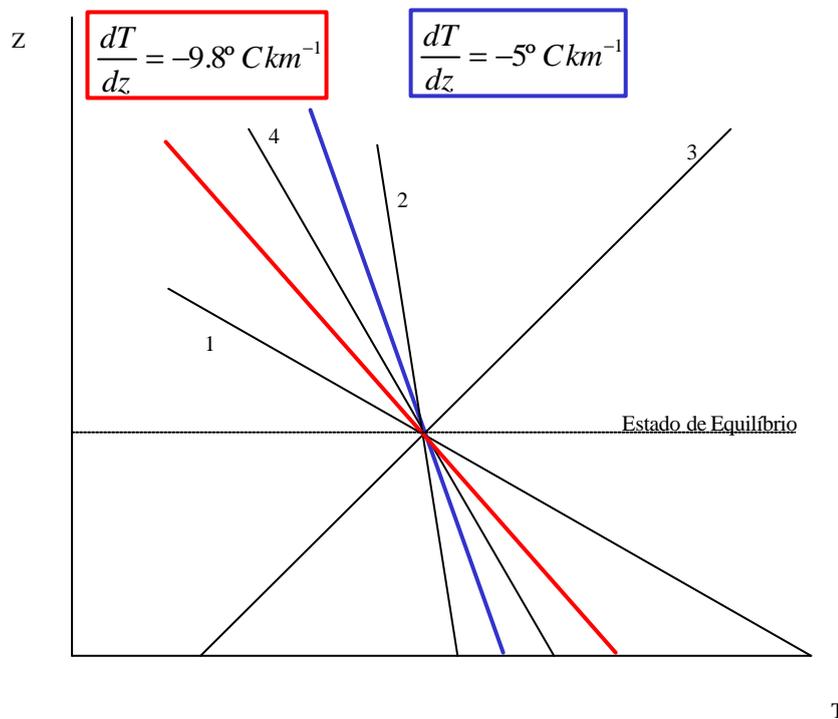


Figura 6 – Perfis verticais de temperatura para 4 atmosferas: 1, 2, 3 e 4. Vermelho: perfil vertical de temperatura de uma massa de ar seco. Azul: perfil vertical de temperatura de uma massa de ar saturado.

No diagrama termodinâmico apresentado em Stull (2000) podemos observar a trajectória de uma massa de ar impermeável que parta da superfície da Terra numa determinada atmosfera (verde): até estar saturada a massa de ar segue a linha correspondente ao processo adiabático seco (vermelho) e depois de estar saturada segue a linha correspondente ao processo adiabático saturado (azul). A massa de ar fica saturada quando a temperatura baixa o suficiente para que a razão de mistura corresponda à razão de mistura de saturação o que ocorre no nível designa-se por nível de condensação. A ascensão da partícula é favorecida nos troços da atmosfera em que a sua temperatura é superior à do ambiente e é inibida nos outros troços. O nível em que a massa de ar saturada tem que ascender para que a sua ascensão seja favorecida designa-se por nível livre de

convecção e o nível seguinte em que a sua ascensão começa a ser inibida designa-se por limite de convecção.

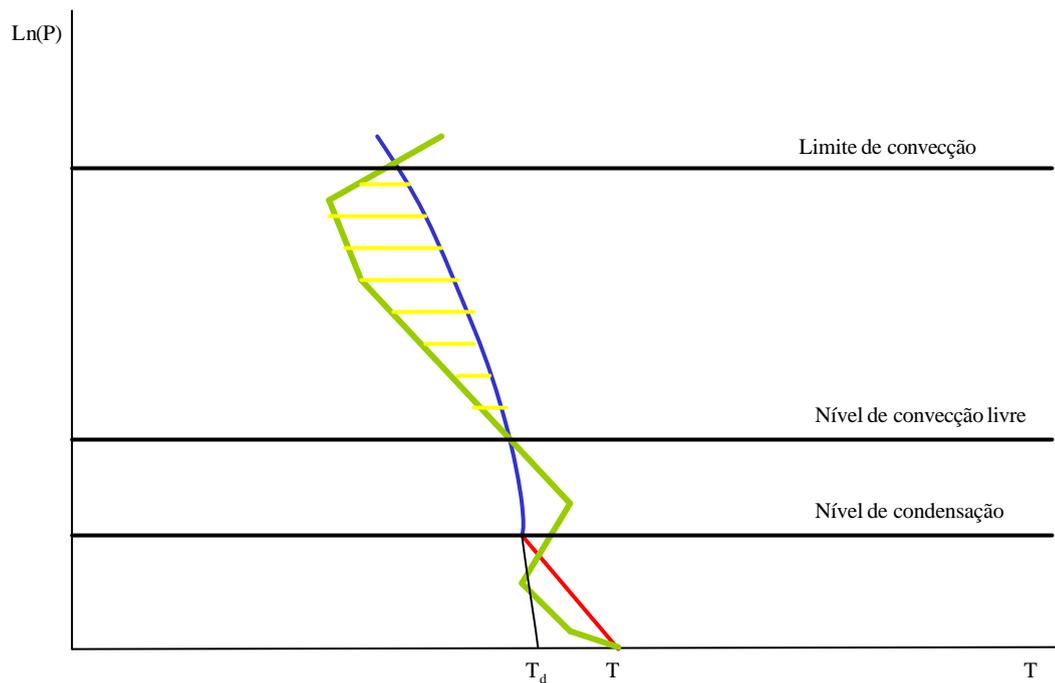


Figura 7 – Diagrama termodinâmico. Verde: sondagem do ambiente. Vermelho: Gradiente de temperatura adiabático seco. Azul: Gradiente de temperatura adiabático saturado. Amarelo: Energia Convectiva Potencial.

O movimento vertical ascendente é acompanhado de movimentos compensatórios descendentes. À medida que a nuvem ascende o ar mais frio que a rodeia mistura-se com a nuvem aumentando a sua taxa de arrefecimento devido não só à mistura mas também à evaporação que resulta de o ar ficar mais seco. Este arrefecimento provoca movimentos verticais descendentes dentro da nuvem.

No MM5 existem dois modelos de precipitação: os explícitos que são activados quando uma dada parcela de ar atinge a saturação e que funcionam bem para escalas inferiores a 5-10 km (escala da formação de nuvens) e os modelos implícitos que permitem contabilizar processos que ocorrem a escalas inferiores e que o modelo não simula. Os dois modelos podem funcionar em simultâneo para um dado ponto da malha. Zhang (1988) concluiu que mesmo para malhas da ordem dos 10 km o uso simultâneo de esquemas implícitos e explícitos é muito importante na previsão numérica de precipitação associada a sistemas convectivos. E que o uso conjunto dos dois tipos de esquemas permite reproduzir de forma mais fiável a chuva resultante de diferentes sistemas de precipitação convectiva e estratiforme e permite uma interacção mais extensa entre a convecção parametrizada e o ambiente de larga escala.

3.1.2 Modelos Explícitos

Nos modelos explícitos as propriedades das nuvens são as mesmas que as do nó da malha e portanto sempre que existe saturação num determinado ponto estes modelos são activados. Estes modelos simulam a escalas grandes a precipitação de origem estratiforme a escalas mais reduzidas a precipitação de origem convectiva.

Hsie e outros (1984) apresentam várias vantagens no uso destes modelos: a convecção é resolvida pelo modelo, a distribuição vertical de calor latente é determinada explicitamente, as precipitações

convectiva e não convectiva são determinadas explicitamente e a evaporação da precipitação é calculada. As desvantagens associadas a estes modelos também referidas em Hsie e outros (1984) são o tempo computacional extra e a não existência de dados para a inicialização das diferentes variáveis associadas à água. No MM5 as condições iniciais só incluem a quantidade de vapor de água, todas as outras variáveis, como por exemplo, a água líquida das nuvens são inicializadas a zero.

No MM5 os esquemas de modelação explícita da precipitação são activados quando a saturação é atingida. O modelo explícito mais simples remove a sobresaturação como precipitação e adiciona o calor latente à equação termodinâmica (73).

Nos outros modelos existentes no MM5 existem equações de prognóstico para os diferentes estados da água. As equações usadas no MM5 (73), (42),(79) e (80) são para o ar húmido: o termo associado às trocas de calor considera o calor latente associado às transições de fase e a densidade é a do ar húmido dada pela equação (61) que na equação do movimento vertical faz aparecer a perturbação da temperatura virtual e a temperatura virtual de referência.

A equação de conservação da razão de mistura dos diferentes componentes da água na atmosfera permite-nos os valores das diferentes variáveis associadas à água. A equação de conservação de uma substância, X , diz-nos que a variação dessa substância num volume fechado é igual à soma das fontes e poços dessa substância dentro desse volume, S ,

$$\frac{dX}{dt} = S \Leftrightarrow \frac{\partial X}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla X = S$$

$$\frac{\partial X}{\partial t} = S - \bar{v} \cdot \nabla X$$

(112)

para cada um dos componentes podemos escrever a equação do seguinte modo,

$$d\mathbf{w}_i = S_i$$

$$\frac{\partial \mathbf{w}_i}{\partial t} = S_i - \bar{v} \cdot \nabla \mathbf{w}_i$$

(113)

em que \mathbf{w}_i é a razão de mistura, definida na equação (85), do componente i .

3.1.2.1 Modelo 'Warm Rain'

Neste modelo as equações anteriores são aplicadas ao vapor de água, v , à água das nuvens, c , e à água da chuva, r . As equações usadas no MM5 são as equações apresentadas em (Hsie, 1984a):

$$\frac{\partial p^* \mathbf{w}_v}{\partial t} = - \frac{\partial p^* \mathbf{w}_v u}{\partial x} - \frac{\partial p^* \mathbf{w}_v \mathbf{s}}{\partial \mathbf{s}} + p^* \underbrace{(P_{RE} - P_{CON})}_{S_i} + p^* F_H \mathbf{w}_v + p^* F_V \mathbf{w}_v$$

$$\frac{\partial p^* w_c}{\partial t} = -\frac{\partial p^* w_c u}{\partial x} - \frac{\partial p^* w_c \dot{s}}{\partial s} + p^* \underbrace{(-P_{RA} - P_{RC} + P_{CON})}_{S_i} + p^* F_H w_c + p^* F_V w_c$$

$$\frac{\partial p^* w_r}{\partial t} = -\frac{\partial p^* w_r u}{\partial x} - \frac{\partial p^* w_r \dot{s}}{\partial s} + p^* \underbrace{(P_{RA} + P_{RC} - P_{RE})}_{S_i} - g \frac{\partial r w_r v_t}{\partial s} + p^* F_H w_r$$

(114)

Nesta equação P_{RE} é a evaporação de gotas de água da chuva, dada em Orville e Kopp (1977), P_{CON} é a condensação de vapor de água ou a evaporação de gotas de água das nuvens, dada em Asai (1965), P_{RA} , é o arrastamento da água das nuvens pelas gotas da chuva, dada em Orville e Kopp (1977), e P_{RC} é a conversão de água das nuvens em chuva dada em Kessler (1969). A distribuição das gotas de chuva com o tamanho é dada de acordo com Marshall-Palmer (1948). A velocidade terminal das gotas de chuva é dada por v_t é parametrizada de acordo com Liu e Orville (1969). A difusão horizontal é dada por F_H e a difusão turbulenta vertical por F_V . O último termo presente nas fontes da água da chuva é a queda das gotas de chuva em que v_t é a velocidade terminal. Na figura seguinte apresenta-se este modelo baseado num esquema feito por Dudhia (2000).

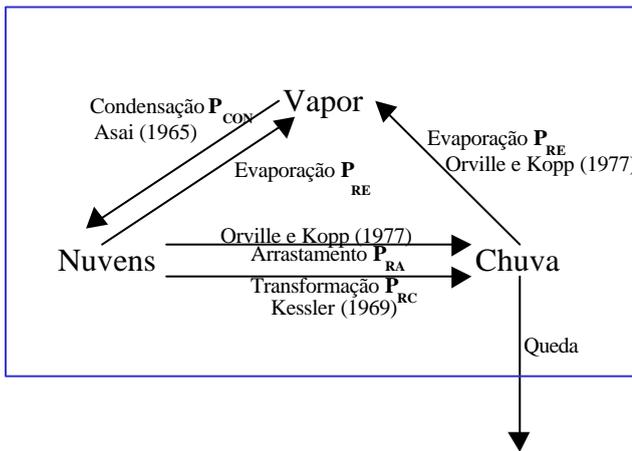


Figura 8 – Modelo ‘Warm Rain’.

A parametrização de Kessler da conversão de gotas de nuvens em gotas de chuva assume que a taxa de conversão em gota de chuva é função linear da quantidade de água nas gotas de nuvem a partir de um dado valor crítico, que Hsie (1982) considerou de $0.5 \text{g} \cdot \text{kg}^{-1}$. De acordo com Cotton e Anthes (1989), esta parametrização não permite distinguir entre massas de ar marítimo onde esta conversão é mais rápida, de massas de ar continental onde esta conversão é mais lenta nem considera a velocidade ascendente na base da nuvem, apesar de ser um factor determinante na activação das gotas de água.

As parametrizações da distribuição do tamanho das gotas de chuva que usam uma única distribuição tal como a dada por Marshall e Palmer (1948), é também de acordo com os mesmos autores, responsável por erros que resultam de se considerar posteriormente apenas uma velocidade característica de queda. A distribuição de Marshall e Palmer considera que o logaritmo do número de gotas com um diâmetro D é inversamente proporcional a D .

Os termos presentes nestas equações aparecem partindo de,

$$\frac{\partial p^* \mathbf{w}_i}{\partial t} = p^* \frac{\partial \mathbf{w}_i}{\partial t} + \underbrace{\mathbf{w}_i \frac{\partial p^*}{\partial t}}_0 = p^* \left(\frac{d\mathbf{w}_i}{dt} - \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \mathbf{w}_i \right)$$

e das seguintes igualdades,

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* \mathbf{w}_i u}{\partial x} &= \mathbf{w}_i u \frac{\partial p^*}{\partial x} + \mathbf{w}_i p^* \frac{\partial u}{\partial x} + u p^* \frac{\partial \mathbf{w}_i}{\partial x} \\ \frac{\partial p^* \mathbf{w}_i v}{\partial y} &= \mathbf{w}_i v \frac{\partial p^*}{\partial y} + \mathbf{w}_i p^* \frac{\partial v}{\partial y} + v p^* \frac{\partial \mathbf{w}_i}{\partial y} \\ \frac{\partial p^* \mathbf{w}_i \dot{\mathbf{s}}}{\partial \mathbf{s}} &= \mathbf{w}_i \dot{\mathbf{s}} \frac{\partial p^*}{\partial \mathbf{s}} + \mathbf{w}_i p^* \underbrace{\frac{\partial \dot{\mathbf{s}}}{\partial \mathbf{s}}}_{\text{derivada A}} + \dot{\mathbf{s}} p^* \frac{\partial \mathbf{w}_i}{\partial \mathbf{s}} = \\ &= \mathbf{w}_i \dot{\mathbf{s}} \frac{\partial p^*}{\partial \mathbf{s}} - \mathbf{w}_i \mathbf{s} \frac{\partial \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla p^*}{\partial \mathbf{s}} - \mathbf{w}_i \mathbf{r}_0 g \frac{\partial w}{\partial \mathbf{s}} - \mathbf{w}_i \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla p^* + \dot{\mathbf{s}} p^* \frac{\partial \mathbf{w}_i}{\partial \mathbf{s}} \end{aligned}$$

em que a substituição da *derivada A* foi feita de acordo com a equação (45).

Combinando as equações anteriores obtém-se:

$$\begin{aligned} -p^* \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \mathbf{w}_i &= -\frac{\partial p^* \mathbf{w}_i u}{\partial x} - \frac{\partial p^* \mathbf{w}_i v}{\partial y} - \frac{\partial p^* \mathbf{w}_i \dot{\mathbf{s}}}{\partial \mathbf{s}} + \mathbf{w}_i \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla p^* \\ &\quad - \mathbf{w}_i \mathbf{s} \frac{\partial \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla p^*}{\partial \mathbf{s}} - \mathbf{w}_i \mathbf{r}_0 g \frac{\partial w}{\partial \mathbf{s}} - \mathbf{w}_i \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla p^* \\ \frac{\partial p^* \mathbf{w}_i}{\partial t} &= \underbrace{-\frac{\partial p^* \mathbf{w}_i u}{\partial x} - \frac{\partial p^* \mathbf{w}_i v}{\partial y} - \frac{\partial p^* \mathbf{w}_i \dot{\mathbf{s}}}{\partial \mathbf{s}}}_{\text{termos associados à advecção}} + p^* \underbrace{\frac{d\mathbf{w}_i}{dt}}_{S_i} + p^* \underbrace{\mathbf{w}_i (F_H + F_V)}_{\text{Este termo aparece na integração para a escala resolúvel}} - \underbrace{\mathbf{w}_i \mathbf{s} \frac{\partial \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla p^*}{\partial \mathbf{s}} - \mathbf{w}_i \mathbf{r}_0 g \frac{\partial w}{\partial \mathbf{s}}}_{=0 \text{ (} p^* \text{ não varia com } \mathbf{s} \text{) em Hsie (1984) este termo desaparece}} \end{aligned}$$

(115)

Os modelos explícitos apresentados em seguida são melhorias do modelo de Hsie (1984).

3.1.2.2 Modelo ‘Simple Ice’

Neste modelo introduz-se o gelo. Dudhia (1989) refere que os processos associados à fase de gelo são mais importantes numa camada entre os 0°C e os -20°C onde os movimentos verticais de ascensão são forçados pela libertação de calor latente que resulta da deposição de vapor de água na neve. Os movimentos verticais de subsidência resultam da liquefacção e da evaporação do gelo e aparecem atrás das zonas convectivas.

O modelo Simple Ice de Dudhia (1989) considera equações de conservação para o vapor de água, para a água e gelo nas nuvens e para a chuva e neve.

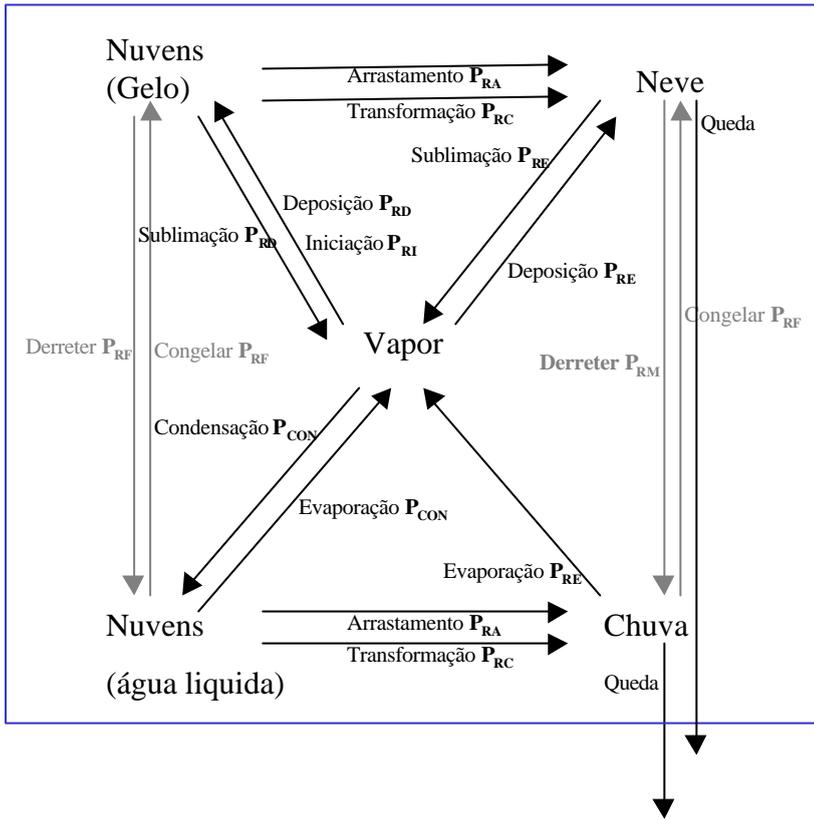


Figura 9 - Modelo 'Simple Ice'. Adaptado de Dudhia (1989).

Este modelo considera que acima dos 0°C as nuvens são constituídas só por água líquida e que a precipitação é toda sob a forma de chuva e que abaixo dos 0°C as nuvens são constituídas por gelo e a precipitação é constituída sob a forma de neve. Esta separação está de acordo com os processos descritos atrás de precipitação em nuvens frias e precipitação em nuvens quentes. Dudhia (1989) apresenta as equações do modelo em que c corresponde à água líquida e ao gelo das nuvens e r à precipitação sob a forma de chuva e de neve, P_{RD} , corresponde à deposição de vapor em cristais de gelo e P_{RI} à iniciação de cristais de gelo.

$$\frac{\partial p^* w_v}{\partial t} = -\frac{\partial p^* w_v u}{\partial x} - \frac{\partial p^* w_v v}{\partial y} - \frac{\partial p^* w_v s}{\partial s} + p^* \underbrace{(P_{RE} - P_{CON} - P_{RD} - P_{RI})}_{S_i} + p^* F_H w_v + p^* F_V w_v$$

$$\frac{\partial p^* w_c}{\partial t} = -\frac{\partial p^* w_c u}{\partial x} - \frac{\partial p^* w_c v}{\partial y} - \frac{\partial p^* w_c s}{\partial s} + p^* \underbrace{(P_{RD} + P_{RI} - P_{RA} - P_{RC} + P_{CON})}_{S_i} + p^* F_H w_c + p^* F_V w_c$$

$$\frac{\partial p^* w_r}{\partial t} = -\frac{\partial p^* w_r u}{\partial x} - \frac{\partial p^* w_r v}{\partial y} - \frac{\partial p^* w_r s}{\partial s} + p^* \underbrace{(P_{RA} + P_{RC} - P_{RE})}_{S_i} - g \frac{\partial r w_r v_t}{\partial s} + p^* F_H w_r$$

(116)

Os processos associados ao gelo, P_{RD} e P_{RI} , são parametrizados de acordo com Rutledge e Hobbs

(1983) e Lin (1983).

Grell (1995) apresenta a expressão para o cálculo do calor latente,

$$\dot{Q} = L(P_{RE} + P_{RD} + P_{RI} + P_{CON}) + L_m(P_{RM} + P_{RF}),$$

(117)

em que L é o calor latente de mudança de fase entre líquido e vapor para temperaturas positivas e entre sólido e vapor para temperaturas negativas e L_m o calor latente de mudança de fase entre líquido e vapor.

3.1.2.3 Modelos ‘Mixed-Phase’ e ‘Reisner-Graupel’

Reisner (1995) refere que quando os processos de formação de gelo são lentos as tempestades de inverno podem acumular grandes quantidades de água sobre-arrefecida e que isto acontece tipicamente para temperaturas superiores a -15°C . A previsão correcta da água sobrearrefecida é especialmente importante para os aviões.

O modelo ‘Mixed Phase’ de modo a permitir a existência de água sobre-arrefecida introduz a coexistência nas nuvens de água líquida e gelo e na precipitação de chuva e neve. Este esquema é semelhante ao esquema representado na Figura 9 em que os processos a cinzento passam a ser parametrizados como os outros processos e portanto o sistema de equações passa a ter 5 equações.

O modelo ‘Reisner-Graupel’ introduz duas novas equações de previsão uma para o graupel e outra para a concentração de cristais de gelo (Grell, 1995). Este modelo é também diferente do ‘Mixed-Phase’ no que diz respeito à parametrização da conversão do gelo presente nas nuvens em neve: o ‘Mixed-Phase’ usa a parametrização dada por Kessler (1969) e o ‘Reisner-Graupel’ uma parametrização bastante mais complexa.

3.1.2.4 Modelo ‘Goddard Microphysics’

Este esquema inclui graupel tal como o esquema de ‘Reisner-Graupel’ e inclui adicionalmente hail.

3.1.2.5 Modelo ‘Schultz Microphysics’

Este esquema proposto por Shultz (1998), e descrito em seguida, considera água sob as seguintes formas: vapor de água, água líquida nas nuvens, gelo nas nuvens e precipitação sob a forma de chuva, neve, e gelo (hail, graupel e sleet).

O vapor de água acima do valor de equilíbrio líquido - vapor é convertido automaticamente em líquido (P_{CON}), ao contrário, do vapor em excesso no equilíbrio sólido - vapor. Tal como nos modelos ‘Mixed-Phase’ e ‘Reisner-Graupel’ a água líquida pode existir no estado sobre-arrefecido. O crescimento dos cristais de gelo deve-se principalmente à nucleação de cristais de gelo e difusão do vapor no ar sobresaturado relativamente ao gelo. O número de cristais (P_{RI}) é dado por Meyers (1992) e a taxa de crescimento devido à difusão depende da sobresaturação e da massa de cristais existente (P_{RD}).

A chuva é produzida (P_{RC}) quando a concentração de gotas de água excede um certo valor a partir do qual se assume que as colisões têm como resultado gotas suficientemente grandes para caírem. Depois de existir chuva a variação da sua quantidade é controlada pelo arrastamento de gotas de

água pela chuva (P_{RA}), este processo é directamente proporcional à quantidade de chuva e à quantidade de gotas de água na nuvens. A neve forma-se (P_{RC}) quando os cristais de gelo excedem um certo valor, dado em Zhao (1993), ficando uma concentração não nula de cristais de gelo na nuvem de modo a permitir o crescimento por difusão. O graupel pode formar-se a partir do congelamento de chuva e a partir do congelamento de água sobre arrefecida em flocos de neve.

A quantidade de todas as formas sólidas de água que passam ao estado líquido está controlada pela quantidade de calor latente libertado: não pode aumentar a temperatura para valores acima de 0°C. As partículas mais leves liquefazem-se primeiro: gelo derrete em primeiro lugar para gotas de água nas nuvens (P_{RF}), em seguida derrete a neve para chuva (P_{RF}) e por fim o graupel também para chuva.

A evaporação tem em consideração que as partículas mais pequenas evaporam antes das partículas maiores e que a água líquida evapora antes da água sólida, e por isso, por ordem de evaporação: gotas líquidas das nuvens (P_{RF}), chuva (P_{RE}), gelo nas nuvens (P_{RD}), neve (P_{RE}) e graupel.

3.1.3 Modelos Implícitos

Um dos processos físicos mais importantes e complexos que é necessário parametrizar para escalas maiores que 1-2 km é a convecção de cumulus (Grell, 1991) de modo a que o modelo produza precipitação antes de se atingir a saturação nos nós da malha.

Nas regiões extratropicais, de acordo com Cotton e Anthes (1989), a convecção de cumulus e a precipitação convectiva, estão associadas à convergência de massa e de vapor de água e à energia potencial convectiva disponível, indicando, que quer o forçamento dinâmico quer a instabilidade termodinâmica são importantes no desenvolvimento de sistemas convectivos nestas regiões. Outro factor importante é o atrito vertical do vento horizontal.

De acordo com Schubert a parametrização pode ser subdividida nos seguintes subproblemas: como é que o ambiente modula a convecção (controlo dinâmico) nomeadamente a sua intensidade e localização, como é que a convecção modula o ambiente (feed-back) e como é que se controla as propriedades termodinâmicas das nuvens (controlo estático) (Grell, 1991). O feed-back controla a distribuição vertical de calor latente nas nuvens e o transporte vertical de calor, quantidade de movimento e vapor de água.

O controlo dinâmico está relacionado com a determinação da taxa de precipitação. Nos esquemas actuais o controlo dinâmico tem sido feito através de um dos seguintes modos (Grell, 1991):

1. **relaciona convecção com a energia de impulsão disponível**, neste esquema não existe relação entre a larga escala e a parametrização da convecção, o controlo dinâmico é feito considerando que o sistema evolui instantaneamente para um equilíbrio em termos de estabilidade estática;
2. **relaciona convecção com propriedades advectivas de larga escala**, as propriedades usadas têm sido a integração da convergência da humidade e a integração vertical da advecção da humidade e a convergência a um nível baixo, este esquema exige instabilidade convectiva para ser activado;
3. **relaciona convecção com a taxa de desestabilização pelo ambiente na larga escala** considerando como hipótese um equilíbrio quase estacionário.

Resultados obtidos por Grell (1991) demonstram que a hipótese do estado estacionário (hipótese 3)

entre as duas escalas é bastante boa para latitudes intermédias especialmente no Verão e que a instabilização de larga escala está bem relacionada com a actividade convectiva. Um dos mecanismos que permite a estabilização da atmosfera através da convecção são os movimentos verticais na direcção da superfície de ar mais frio (Frank, 1983). Esta estabilização só acontece para as dimensões da linha de cumulus, o resto da atmosfera não é alterada.

Em (Grell, 1991) apresentou-se como resultado de testes semi-prognósticos que não existe uma correlação satisfatória entre a actividade convectiva e a estabilidade instantânea local (hipótese 1). No entanto em testes prognósticos (Grell, 1993) os modelos com este mecanismos apresentaram resultados semelhantes aos modelos que admitiam a hipótese do estado estacionário entre as duas escalas.

A actividade convectiva está intimamente relacionada com a advecção de humidade integrada verticalmente (hipótese 2) apesar de subestimar as taxas de aquecimento e de diminuição de humidade do ambiente de larga escala, (Grell, 1991). Hsie e outros (1984) também concluíram que tanto o movimento vertical de larga escala como a convergência de vapor de água de larga escala estão estreitamente correlacionados com a taxa de condensação. No entanto os resultados obtidos para a precipitação com este modelo são piores do que os resultados obtidos com qualquer uma das outras hipóteses (Grell, 1993).

Os movimentos verticais descendentes nas nuvens devem ser levados em conta para não sobrestimar o fluxo global vertical de massa nas nuvens o que provoca um aquecimento excessivo devido à subsidência, (Grell, 1991). Resumindo: para modelar um feed-back correcto é importante considerar os movimentos verticais descendentes.

Através dos mecanismos de feedback as propriedades do ambiente de larga escala são modificadas resultado da libertação de calor latente, do aquecimento convectivo e da diminuição de humidade. A parametrização do feedback é importante para latitudes médias porque um sobreaquecimento e uma diminuição excessiva da humidade do ambiente de larga escala introduzem erros grandes. Em termos de feedback existem erros importantes quer considerando que é função da diferença entre as propriedades da nuvem e o ambiente quer considerando que a nuvem se forma e desaparece instantaneamente, (Grell, 1991 e,1993).

O controlo estático é feito introduzindo um modelo de nuvem. De acordo com Grell (1991) as propriedades termodinâmicas das nuvens não são bem representadas usando um modelo unidimensional, mas a inclusão de processos microfísicos complexos é pouco importante, considerando os erros introduzidos pelas outras parametrizações.

3.1.3.1 Modelo 'Anthes-Kuo'

Este método foi desenvolvido por Kuo (1965, 1974) e por Anthes (1977) é o modelo mais antigo presente no MM5.

No esquema de Anthes-Kuo o controlo dinâmico é feito relacionando a convecção com propriedades advectivas de larga escala. A variável de larga escala que usa como indicador é a convergência de humidade. De acordo com Anthes (1977) este esquema é activado quando a atmosfera é condicionalmente instável e quando a convergência horizontal de humidade ultrapassa um certo valor. O feedback é feito considerando que o perfil de aquecimento convectivo na larga escala é semelhante ao perfil de libertação de calor latente dentro da nuvem, (Anthes, 1977). Estes perfis foram obtidos por Anthes e outros (1987) empiricamente: o perfil de calor latente é uma parabólica com o máximo na metade superior da nuvem (Giorgi e Marinucci, 1991). O modelo para

a nuvem é unidimensional e dá a temperatura e humidade específica da nuvem, a taxa de inclusão de ar exterior, a velocidade vertical e as pressões de base e de topo da nuvem. As propriedades das nuvens são representadas por uma adiábica húmida. Este esquema considera uma única nuvem mas considera que o céu pode estar só parcialmente nublado. Anthes (1974) assume que uma fracção do vapor de água condensado é precipitado de modo a que a uma maior quantidade de vapor de água corresponde uma maior precipitação.

De acordo com Anthes (1977) devido à simplificação de se considerar uma única nuvem este esquema é particularmente indicado para situações em que só existe um tamanho de nuvens dominante tendo as análises de sensibilidade mostrado que os resultados são muito sensíveis à distribuição espectral do tamanho das nuvens. Grell (1991) e Pielke (2002) afirmam que este esquema tende a sobrestimar a precipitação convectiva sendo portanto de acordo com Dudhia e outros (2000) e Pielke (2002) mais adequado para escalas superiores a 30 km. Também de acordo com Grell (1991) os perfis verticais de temperatura e de humidade obtidos com este esquema não apresentam bons resultados.

De acordo com Pielke (2002) este esquema tem como pontos positivos adicionais estar bem formulado para os trópicos e malhas grosseiras e permitir calcular de modo eficiente o feedback para o ambiente.

3.1.3.2 Modelo 'Grell'

O esquema de Grell considera uma nuvem única de tamanho grande bidimensional com parametrização dos movimentos verticais descendentes e ascendentes. Considera que existe só existe mistura de ar saturado com ar ambiente no topo e na base da nuvem, (Grell e outros, 1995). Toda a água condensada se transforma em chuva. O feedback é determinado através dos fluxos descendentes compensatórios dos fluxos verticais na nuvem. No esquema de Grell (1993) o controlo dinâmico é feito relacionando a convecção com a desestabilização imposta pela larga escala considerando que as nuvens estabilizam o ambiente à mesma taxa que o ambiente de larga escala o desestabiliza.

Dudhia e outros (2000) consideram que este esquema é útil para escalas que variam entre os 10 e os 30 km. Grell (1993) afirma que os resultados obtidos com este esquema permite simular de maneira realista a evolução de um sistema convectivo de mesoscala e é um esquema muito eficiente computacionalmente devido à sua simplicidade.

3.1.3.3 Modelo Arakawa-Schubert

Este modelo foi desenvolvido por Arakawa e Shubert (1973) e modificado por Grell (1993). De acordo com Frank (1983) no esquema de Arakawa-Schubert o controlo dinâmico é feito relacionando a convecção com a desestabilização imposta pela larga escala, considerando que as nuvens respondem às alterações de larga escala, mantendo o nível de instabilidade condicional. Este modelo pressupõe um conjunto de estados sucessivos de equilíbrio em que o sistema convectivo se ajusta rapidamente às alterações mais lentas do ambiente de larga escala, (Arakawa e Shubert , 1973).

Este modelo considera que o calor latente libertado não aquece directamente o ambiente mas mantém a impulsão das nuvens permitindo compensar o arrefecimento da nuvem devido à inclusão em todos os níveis de ar exterior mais frio e mais seco. Este calor latente permite então manter o movimento vertical de ascensão na nuvem e os movimentos verticais exteriores de subsidência que por sua vez vão aquecer e tornar mais seco o ambiente. Na versão inicial do modelo (Arakawa e

Shubert , 1973), só existia inclusão no ar exterior de ar saturado no topo da nuvem, mas esta restrição foi eliminada por Grell (1991). O topo da nuvem ocorre no nível de limite de convecção.

A modificação do ambiente pela convecção é função do fluxo total de massa, da quantidade total de ar saturado que se mistura com o ambiente e da razão de mistura das nuvens no topo, (Arakawa e Shubert , 1973).

Para cada ponto da malha este modelo considera um espectro de tamanho de nuvens assumindo portanto que esta área é grande o suficiente para conter um conjunto de nuvens (Arakawa e Shubert , 1973). De acordo com Pielke (2002) esta hipótese é mais realista mas torna este esquema computacionalmente pouco eficiente.

Grell (1991) afirma que este esquema corrigido permite obter boas distribuições verticais de temperatura e de humidade. E permite simular bem os sistemas convectivos de mesoscala.

3.1.3.4 Modelos 'Fritsch-Chappell' e 'Kain-Fritsch'

No esquema de Fritsch e Chappell o controlo dinâmico é feito relacionando a convecção com a energia de impulsão disponível: se o movimento vertical é suficiente para levar uma parcela até ao nível de livre convecção este esquema é activado. A precipitação convectiva actua de modo a transformar uma atmosfera instável numa atmosfera em estado de equilíbrio estático (estável ou neutra) a uma determinada taxa, (Frank, 1983).

O fluxo convectivo de massa remove 50% da energia convectiva disponível num tempo especificado que corresponde ao tempo que a nuvem demoraria a passar nesta célula da malha. A taxa de mistura com ar é fixa. De acordo com Dudhia (2000) o modelo de Fritsch e Chappell é adequado para escalas de 20 a 30 km. Este esquema considera os efeitos do atrito na precipitação (Dudhia, 2000).

O esquema de Kain- Fritsch (1993) corresponde a uma melhoria do esquema Fritsch-Chappell e é adequado para escalas de 10 a 30 km. Considera que toda a energia disponível é removida no tempo especificado e usa um esquema de mistura ar-nuvem para calcular as taxas de mistura.

Os esquemas de Fritsch-Chappell, e Kain-Fritsch assumem que a nuvem se forma e desaparece instantaneamente sem existir um estado estacionário. O calor latente libertado aquece directamente o ambiente provocando subsidência. O efeito da nuvem na escala superior resulta da subsidência e da mistura horizontal das propriedades da nuvem com o ambiente (Grell, 1993). O controlo estático inclui uma parametrização microfísica bastante complexa e os efeitos dos movimentos verticais descendentes nas nuvens.

Nestes dois modelos as nuvens atingem o nível de convecção livre e por isso não é preciso considerar um termo extra de impulsão o que acontece para outros modelos (Grell, 1991).

Molinari e Dudek (1994) referem que o esquema de Fritsch-Chappell é o que tem obtido melhores resultados nas comparações com observações. Gallus (1999) afirma que o modelo de Kain-Fritsch é muito sensível à resolução horizontal da malha mostrando grandes melhorias quando passa da escala de 22 km para a escala dos 12 km.

De acordo com Pielke (2002) o modelo de Kain-Fritsch não é adequado para ambientes tropicais

porque pode simular a convecção com excessivo vigor.

3.1.3.5 Modelo Betts-Miller

Este esquema foi desenvolvido por Betts (1986) e Betts e Miller (1986) e melhorado por Janjic (1994). O controlo dinâmico é exercido considerando a hipótese dos estados sucessivos de equilíbrio entre a larga escala e as nuvens. A convecção transporta calor e humidade de modo a remover ou reduzir a instabilidade condicional, (Janjic, 1994), alterando os perfis de temperatura e humidade para perfis de referência observados por Betts (1986) e Betts e Miller (1986). Os perfis de referência seguem adiabáticas húmidas (Gallus, 1998). Este esquema é activado quando o ambiente é condicionalmente instável e a atmosfera é mais húmida que a atmosfera de referência (Gallus, 1998). Os perfis de referência são relativamente secos de modo que este esquema tende a remover toda a humidade presente minimizando a quantidade de chuva produzida explicitamente, (Gallus, 1998). Este esquema pode não funcionar em situações de convecção intensa em que existe uma camada de ar seco por cima do ar húmido, (Gallus, 1998). Segundo Betts (1986) os resultados obtidos são bastante sensíveis aos perfis de equilíbrio da humidade e ao parâmetro de eficiência da nuvem. Este esquema não considera movimentos verticais descendentes e portanto só é adequado para escalas superiores a 30 km, (Dudhia e outros, 2000). De acordo com Pielke (2002) é mais adequado para oceanos tropicais.

3.1.3.6 Modelo Shallow Cumulus

Frank (1983) analisando estas nuvens concluiu que devido ao facto de globalmente ao longo do seu tempo de vida não existir libertação de calor latente podem ser modeladas como se fossem turbilhões com uma dimensão vertical mais extensa. Frank (1983) refere também que estas nuvens podem existir mesmo que não exista instabilidade condicional nem convergência ao nível da superfície.

Este modelo baseado nos esquemas de Grell e de Arakawa-Shubert lida com as nuvens que não provocam precipitação e que habitualmente são nuvens que têm uma altura pequena e topos que raramente excedem os 3 km de altitude. Dudhia e outros (2000) referem que este modelo tem em conta os seguintes pressupostos: as nuvens são uniformes, não existem movimentos verticais nas nuvens, existe uma mistura intensa de ar exterior com a nuvem e as nuvens são pequenas. De acordo com Pielke (2002) o raio da nuvem é função da profundidade da Camada Limite e da profundidade da nuvem, a sua profundidade aumenta proporcionalmente à velocidade vertical do ar, as suas propriedades estão relacionadas com o ar na camada mais baixa da Camada Limite e a sua velocidade vertical é função do máximo da energia cinética turbulenta.

3.1.4 Conclusões

Dudhia (1989) compara resultados de simulações com os esquemas ‘Warm Rain’ e ‘Simple Ice’ e as principais diferenças entre ambas são que no modelo sem a componente gelo o perfil vertical de calor latente na atmosfera é menos acentuado e tem o máximo nos 700-900 mbar enquanto que no modelo ‘Simple Ice’ o máximo aparece nos 500 mbar, e o perfil vertical de velocidade é também menos acentuado para o modelo ‘warm rain’ com dois máximos nos 900 mbar e 550 mbar enquanto que no modelo ‘Simple Ice’ existe só um máximo nos 450 mbar. Grell (1995) refere que o esquema ‘Simple Ice’ devido ao facto de permitir manter só 3 variáveis de estado (por causa da separação aos 0°C) não é computacionalmente desvantajoso relativamente ao esquema ‘warm rain’.

Comparações feitas por Reisner (1995) permitem concluir que o esquema ‘Reisner-Graupel’ tem custos computacionais 20% superiores ao esquema ‘Mixed-Phase’ mas produz melhores

resultados relativamente à quantidade de água sobre-arrefecida e à quantidade de precipitação sobre a forma de neve. Estes resultados foram obtidos usando o modelo ‘Reisner-Graupel’ para 4 malhas aninhadas com resoluções de 60, 20, 6.7 e 2.2km em que o esquema ‘Mixed-Phase’ foi usado para as escalas de 60 e 20km e o esquema ‘Reisner-Graupel’ para as outras.

O modelo Schultz é computacionalmente muito eficiente (Dudhia, 2000) e produz resultados tão bons como o modelo microfísico usado no sistema de modelação RAMS, Regional Atmospheric Modeling System, que é muito mais complexo (Schultz, 1998). De acordo com Cox e outros (1997) que fizeram um estudo comparativo de vários modelos, o RAMS é o modelo que permite obter melhores previsões e portanto o esquema de Schultz permite manter a mesma qualidade dos resultados com uma eficiência computacional melhor.

Relativamente aos esquemas explícitos as melhores soluções contemplando a eficiência computacional e a qualidade dos resultados obtidos parecem ser o ‘Mixed Phase’ e a parametrização de ‘Schultz’. Para malhas finas teria interesse testar os resultados do esquema ‘Reisner-Graupel’.

Gallus (1999) refere que a interação entre precipitação resolvida explicitamente e a precipitação obtida implicitamente têm impacto nos resultados obtidos.

Dudhia e outros (2000) referem as escalas adequadas para cada um dos modelos implícitos.

Modelo	Nenhum	Anthes-Kuo	Grell	Arakawa-Shubert	Fritsch-Chappell	Kain-Fritsch	Betts-Miller
Malha	5-10 Km	>30 Km	10-30Km	>30 Km	20-30Km	10-30Km	>30Km

Tabela 3 – Resolução espacial adequada a cada modelo implícito

Um estudo feito por Lobato e outros (2002) comparou os resultados obtidos com o MM5 com cada um dos seguintes modelos: Betts-Miller, Grell, Kain-Fritsch e Anthes-Kuo para um caso de Verão e outro de Inverno. As conclusões obtidas foram que para o caso de Verão os resultados dos modelos eram semelhantes mas para o Inverno o esquema de Grell era o que apresentava piores resultados.

Outro estudo realizado por Klausmann e outros (2002) comparou os esquemas : Betts-Miller, Grell e Kain-Fritsch e concluiu que o último é o que apresenta melhores resultados numa malha de 12 km: o esquema de Grell não simula bem as zonas de precipitação e o esquema de Betts-Miller previu uma zona de precipitação muito inferior à real. Estes estudo também apresentou como conclusões que os resultados obtidos com os esquemas explícitos não são independentes do esquema implícito de cumulus usado na malha-mãe podendo mesmo ser piores.

Yang (2002) comparou os resultados as parametrizações de cumulus, Anthes-Kuo, Betts-Miller, Grell e Kain-Fritsch, para uma malha de 15 km e obteve os seguintes resultados: para um dado ambiente sinóptico os resultados de todos os esquemas são semelhantes, a performance de cada modelo varia muito com o ambiente sinóptico, nenhum dos modelos é melhor em todos os parâmetros analisados, o modelo de Anthes-Kuo tende a sobrestimar a área de precipitação, o modelo de Betts-Miller tende a concentrar a precipitação numa área mais pequena que a observada, o modelo de Kain-Fritsch prevê melhor a área em que ocorre precipitação no Inverno e o modelo de Grell é o mais adequado para eventos de precipitação intensa. Como conclusões gerais: nas previsões de precipitação o MM5 tende a sobrestimar a zona de precipitação ligeira e a subestimar a zona de precipitação intensa e apresenta melhores resultados para episódios de Inverno do que para episódios de Verão. Esta última conclusão também resulta dos estudos de (Giorgi,1991).

Gochis (2002) testaram os modelos convectivos Betts-Miller, Grell e Kain-Fritsch e concluíram que apesar de nenhum dos modelos apresentar simulações concordantes para todos os casos analisados, o modelo de Kain-Fritsch apresentou resultados significativamente melhores que os outros modelos. Também concluíram que a performance de cada modelo varia com o local analisado e que as estatísticas climáticas obtidas são bastante sensíveis ao modelo usado. De acordo com o mesmo estudo o modelo de Grell é responsável por uma instabilidade excessiva e uma subestimação da humidade e da temperatura na troposfera.

Dentro dos esquemas implícitos vamos escolher para as escalas mais finas o modelo de Kain-Fritsch e para a escala mais grosseira o modelo de Arakawa-Schubert. Posteriormente seria importante fazer uma comparação para Portugal dos resultados obtidos com alguns dos outros esquemas nomeadamente o esquema de Grell por ser computacionalmente mais eficiente.

3.2 Superfície e Camada Limite

3.2.1 Camada Limite

A camada limite atmosférica é uma camada de ar adjacente ao solo com uma espessura que é em média cerca de 2 km mas que pode variar entre 200m a 4 Km. Os últimos 200 a 20 metros são a camada superficial onde os fluxos turbulentos são uniformes e constantes em altura. A atmosfera que está por cima é designada por Atmosfera Livre e é habitualmente estável. A zona de transição entre a Atmosfera Livre e a Camada Limite é uma zona muito estável de inversão de temperatura. Esta zona de transição existe sempre e é responsável pelo isolamento da Camada Limite do resto da troposfera: a Camada Limite está ligada à superfície respondendo ao seu aquecimento e atrito e a Atmosfera Livre não.

De acordo com Zhang e Anthes (1982) a camada limite atmosférica é um factor crítico na produção de sistemas tais como tempestades convectivas, brisas mar-terra, brisas montanha-vale e frentes térmicas.

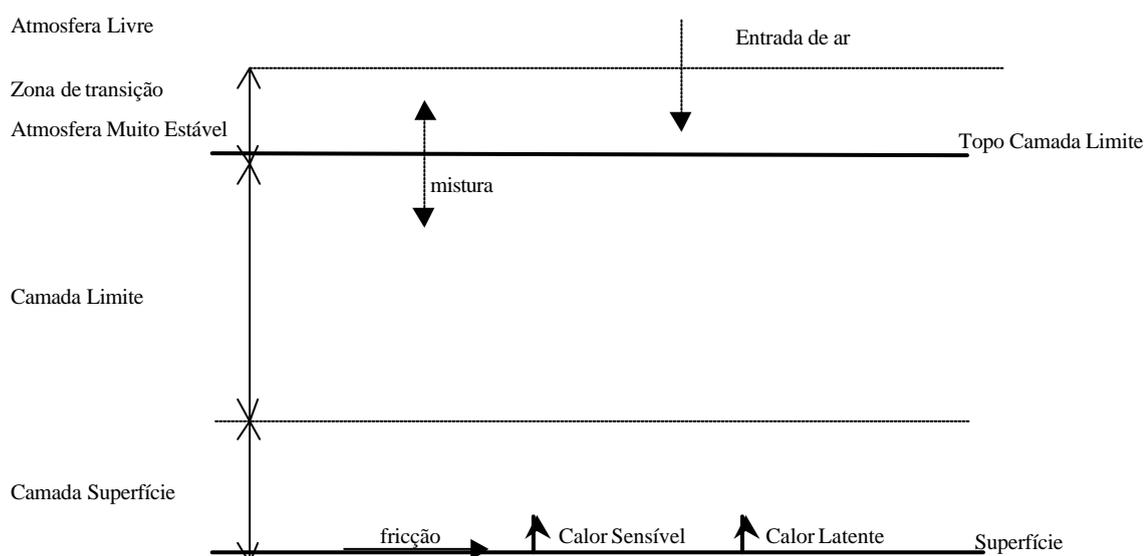


Figura 10 – Modelo da Camada Limite Atmosférica adaptado de Dudhia e outros (2002)

A Camada Limite é a zona da atmosfera que está sob o efeito dos fluxos de calor sensível e latente trocados entre o solo e o ar e, a água e o ar, e que por isso está sujeita aos ciclos diários de

temperatura, humidade e vento. A camada limite tem habitualmente um comportamento cíclico diário devido à radiação: apresentando-se instável e portanto bem misturada durante o dia e estável com grandes gradientes de temperatura, velocidade do vento e humidade à noite. Estes ciclos diários podem ser alterados pela passagem de frentes e ciclones porque diferentes massas de ar são advectadas para a região (Stull, 2000). Quando a camada limite é muito turbulenta designa-se por Camada de Mistura.

A Camada Limite é modelada pelos fenómenos da escala sinóptica nomeadamente os centros de alta e baixa pressão. Nos centros de alta pressão o ar diverge junto ao solo e desce verticalmente para o substituir. A subsidência de ar torna a camada limite menos espessa. Nos centros de baixa pressão o ar converge e ascende eliminado por vezes a separação entre a camada limite e a atmosfera livre permitindo uma renovação do ar da camada limite (Stull, 2000).

O comportamento da camada limite está, no entanto, principalmente condicionado pelos fluxos de superfície, sendo importante a partição entre calor latente e calor sensível, e pela entrada de ar da Atmosfera Livre que contribui para a Camada Limite ficar mais seca. Estes fluxos são determinados pelo fluxo turbulento que é constituído por turbilhões de diferentes tamanhos.

O alargamento e a torção dos vórtices associados aos turbilhões são responsáveis por um fluxo de energia para escalas mais pequenas onde a energia cinética turbulenta é dissipada devido à viscosidade (Holton, 1992). Portanto a turbulência tem que está a ser continuamente criada para não se dissipar completamente. De acordo com Peixoto e Oort (1992) as fontes de turbulência são o atrito do vento e a estabilidade estática (Figura 5 e Figura 6) sendo portanto fortemente condicionada pelos perfis verticais de temperatura e da velocidade do vento (Holton, 1992). A estabilidade estática é responsável pela criação de turbulência se a atmosfera estiver estaticamente instável e pela sua inibição se a atmosfera estiver estaticamente estável.

A turbulência é controlada pela estabilidade estática e pela estabilidade dinâmica que inclui os efeitos do atrito na geração da turbulência (Stull, 2000). De acordo com o mesmo autor a estabilidade dinâmica é dada pela relação entre o Número global de Richardson e o Número de Richardson Crítico. O Número de Richardson é um número adimensional que representa a razão entre a destruição de energia cinética turbulenta pelas forças de impulsão e a sua produção devido ao atrito do vento. O fluxo é dinamicamente estável se o Número global de Richardson for maior que o Número de Richardson Crítico e é dinamicamente instável em caso contrário. De acordo com Stull (2000) para uma atmosfera ser turbulenta tem que ser estaticamente ou dinamicamente instável e para ser estável tem que ser estaticamente e dinamicamente estável.

Resumindo: a turbulência pode alterar-se em resultado da produção resultante do atrito, da produção ou consumo resultante da acção das forças de impulsão, da dissipação viscosa e ainda da advecção de fluxo médio com um valor de energia cinética turbulenta diferente e do transporte pelos movimentos turbulentos.

Na ausência de inibição da turbulência devido à estrutura térmica da atmosfera a transição para fluxo turbulento é dada pelo Número de Reynolds que representa a razão entre as forças inerciais, em que v_c e l_c são respectivamente a velocidade e o comprimento característico do fluído, e as forças viscosas, em que n é a viscosidade,

$$Re = \frac{v_c l_c}{n}.$$

De acordo com Garrat (1992) os valores típicos de Reynolds na Camada Limite são superiores aos

valores que definem a transição para turbulento.

A parametrização da turbulência exige a parametrização do transporte de momento, energia e humidade pelos fluxos turbulentos. Estes termos são função dos desvios das variáveis em relação ao seu valor médio também designadas por flutuações, u' , v' , w' , T' e q' . Estes termos aparecem porque as equações diferenciais de previsão usadas no modelo aplicam-se para intervalos no espaço e no tempo infinitesimais ou seja para valores instantâneos. Quando se decompõe as variáveis instantâneas, x , de prognóstico dessas equações na soma do seu valor médio com uma flutuação, x' , e se põe a equação toda em função do valor médio que é o que na realidade, devido às limitações computacionais, nos interessa, obtemos uns termos extra que são função das flutuações e que têm a seguinte forma,

$$\frac{\partial(\overline{u_j'x'})}{\partial x_j}.$$

(118)

Os termos $\overline{u_j'q'}$, $\overline{u_j'q'}$, $\overline{u_j'u_i'}$ representam respectivamente os fluxos turbulentos de calor, humidade e momento ou tensão de Reynolds. O facto de aparecerem estas variáveis adicionais significa que o sistema de equações tem mais incógnitas do que equações e por isso não é fechado. De modo a resolver este problema estes termos adicionais que representam fluxos turbulentos da variável considerada têm que ser parametrizados em função de variáveis conhecidas e a esta aproximação chama-se fecho de turbulência.

Nos esquemas de fecho de turbulência substitui-se muitas vezes as equações de previsão dos fluxos de momento pela equação de previsão de energia cinética turbulenta, TKE, definida em Stull (2000),

$$TKE = 0.5 \left(\overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2} \right).$$

(119)

As parametrizações usadas nos modelos de turbulência usam variáveis desenvolvidas com base em análises dimensionais e que caracterizam a turbulência da camada limite. Uma dessas variáveis é a velocidade de atrito, u_* , que representa a escala adequada à velocidade turbulenta,

$$u_*^2 = \frac{t_0}{\rho} = C_D M_{10}^2,$$

(120)

e que é igual à tensão de Reynolds à superfície, t_0 , por unidade de densidade. A velocidade de atrito também é definida como sendo o produto do coeficiente de atrito adimensional, C_D , pela velocidade a 10 metros de altura. O coeficiente de atrito é definido em função do coeficiente de rugosidade que apresenta valores diferentes consoante os usos do solo (definidos no MM5 no TERRAIN).

O comprimento de Monin-Obukhov, L , é definido como sendo a altura, numa camada limite estável, abaixo da qual a produção de energia cinética turbulenta devido ao atrito excede o consumo

devido à estabilidade estática,

$$L = \frac{-u_*^3}{k \cdot \left(\frac{g}{T_v}\right) \cdot F_{Hsfc}},$$

(121)

em que k é a constante de Von Karman, T_v é a temperatura virtual e F_{Hsfc} é o fluxo de calor superficial cinemático, (Stull, 2000). Se a atmosfera for estável L é positivo.

A teoria de Obukhov (Garrat, 1996) propõe que os fluxos turbulentos na camada de superfície sejam determinados usando só os seguintes parâmetros: a altura da camada superficial, h_s , a velocidade de atrito, u_* , a temperatura potencial virtual, q_v , e o comprimento de Monin-Obukhov, L . Esta teoria estipula que existem as funções Q_M , Q_H e Q_Q que dependem só da razão h_s/L tais que os gradientes adimensionais de vento, humidade e temperatura são dados por,

$$\begin{aligned} \frac{kz}{u_+} \frac{\partial U}{\partial z} &= f_M \left(\frac{z}{L} \right) \\ \frac{kz}{bq_+} \frac{\partial q}{\partial z} &= f_H \left(\frac{z}{L} \right) \\ \frac{kz}{cq_+} \frac{\partial q}{\partial z} &= f_Q \left(\frac{z}{L} \right) \end{aligned}$$

(122)

em que b e c são respectivamente o número de Prandtl e o número de Schmidt e u_+ , θ_+ e q_+ são variáveis adimensionais turbulentas com dimensões respectivamente de vento, temperatura e humidade, e que se anulam para condições laminares (Long, 1988). Existem várias formulações empíricas para as funções Q_M , Q_H e Q_Q .

De acordo com Blackadar (1996), se no fecho de turbulência só se resolvem as equações originais e se parametrizam os novos termos em função dos valores médios, este designa-se por fecho de turbulência de 1ª ordem, se pelo contrário neste fecho se introduzem novas equações para a taxa de variação dos fluxos turbulentos e só nestas equações é se parametrizam os termos em função das variáveis conhecidas então o fecho designa-se por fecho de turbulência de 2ª ordem.

Mellor e Yamada (1974) desenvolveram uma hierarquia de modelos de fecho de turbulência designados por ordem decrescente de complexidade de modelos de nível 4, nível 3, nível 2 e nível 1. O modelo de nível 4 resolve as equações adicionais para as taxas de variação dos fluxos turbulentos e é portanto um modelo de fecho de turbulência de 2ª ordem. Os modelos de nível 2 e 3 desprezam termos de 2ª ordem mas o de nível 3 considera que a difusão e a convecção são termos de 1ª ordem enquanto que o de nível 2 considera que são termos de 2ª ordem. O modelo de nível 1 despreza termos de 1ª ordem. De acordo com Mellor e Yamada (1974) a qualidade dos resultados melhora com o nível de complexidade apesar de os resultados obtidos com o 3 e o 4 nível serem muito semelhantes.

Os modelos também podem ter ordem de fecho intermédias se resolverem só algumas equações de previsão dos momentos dessa ordem. Por exemplo, os modelos Burk-Thomson e ETA, de ordem

1.5, resolvem as equações de previsão para a energia cinética turbulenta e para a temperatura e parametrizam os outros termos e o modelo Gayno-Seaman também de nível 1.5 considera fecho de turbulência de 2ª ordem só para a energia cinética turbulenta.

Uma das grandes vantagens dos modelos de fecho de turbulência de ordem superior a um é que permitem quantificar a variação da turbulência e portanto obter melhores parametrizações. No MM5 os modelos ETA, Burk-Thomson e Gayno-Seaman pertencem a este grupo.

O fecho de turbulência do modelo Blackadar para o regime noturno é de 1ª ordem e designa-se por teoria-K. Neste método o fluxo turbulento de uma dada variável é função do gradiente dessa variável e de um coeficiente K designado por difusividade turbulenta. De acordo com Stull (2000) esta teoria funciona melhor para velocidades de vento maiores porque os turbilhões são mais pequenos e não deve ser usada para Camadas Limite Convectivas. Holton (1992) reforça esta afirmação referindo que este modelo é mais adequado para atmosferas estáveis ou neutras.

Os fechos de turbulência também se podem designar por locais ou não-locais. Os primeiros só permitem considerar os pequenos turbilhões. Os últimos permitem considerar os efeitos de turbilhões que se deslocam para distâncias maiores o que está de acordo com os processos físicos que ocorrem em atmosferas turbulentas. De acordo com Garrat (1992) os turbilhões maiores são os mais importantes porque são os mais sensíveis ao ambiente, nomeadamente, à geometria e à estabilidade, e portanto, são os que diferenciam os fluxos turbulentos. Os modelos ETA, Burk-Thomson, Gayno-Seaman e Blackadar (regime noturno) são todos modelos de fecho local de turbulência.

Os modelos LES – Large Eddy Simulation são modelos de turbulência não-locais porque simulam explicitamente os turbilhões maiores e só parametrizam os mais pequenos que são os menos importantes. O modelo de parametrização da camada limite MRF é um modelo turbulência do tipo LES em que a parametrização dos turbilhões mais pequenos é feita por um fecho de turbulência de 1ª ordem. Os modelos LES apresentam melhores resultados do que os modelos de fecho local (Garrat, 1992). O modelo Blackadar (regime diurno) é de fecho não-local.

O modelo de camada limite também parametriza os fluxos de calor latente e sensível.

3.2.1.1 Modelo Blackadar de Alta Resolução

Este modelo foi desenvolvido por Blackadar e revisto por Zhang e Anthes (1982). A parametrização da camada limite neste modelo tem como objectivo o cálculo da mistura vertical das seguintes variáveis: vento horizontal, temperatura potencial, razão de mistura e gelo e água líquida das nuvens, (Grell e outros, 1995). De acordo com Holton (1992) o fluxo turbulento horizontal pode ser desprezado quando a turbulência horizontal é homogénea o que só não acontece em zonas horizontalmente heterogéneas como por exemplo na costa.

De acordo com Grell (1995) a velocidade de atrito neste modelo é calculada em função da turbulência definida para quatro casos: convecção livre, convecção forçada, turbulência mecânica e estável. A convecção livre e forçada que correspondem a um número global de Richardson negativo correspondem a atmosferas estáticamente instáveis em que na primeira domina a convecção devido a gradientes de temperatura e na segunda a convecção devido à velocidade do vento. A turbulência mecânica e o caso estável correspondem a um número global de Richardson positivo sendo no primeiro caso menor que o número crítico de Richardson e no segundo maior. Nestes dois casos a atmosfera é estaticamente estável embora no primeiro caso a velocidade do vento torne a atmosfera

turbulenta.

De acordo com Zhang e Anthes (1982) este modelo considera dois regimes de Camada Limite, o primeiro é o regime nocturno e abrange os casos da atmosfera estável ou pouco instável (convecção forçada no caso estável e turbulência mecânica) e segundo é o regime de livre convecção. No regime nocturno é usada a teoria-k em que k é definido em função do número local de Richardson. No regime de convecção livre são usados os princípios desenvolvidos por Blackadar (1996).

A teoria-k assume que as misturas turbulentas são feitas entre as sucessivas camadas de ar da Camada Limite Atmosférica sendo determinadas pelos gradientes locais assumindo sempre que o fluxo se dá de acordo com o gradiente. O método usado para a convecção livre assume que as trocas são feitas entre a primeira camada e cada uma das outras camadas atmosféricas o que corresponde a uma massa de ar que ascende do solo e vai trocando energia, momento e humidade em cada nível. Neste método o que controla as taxas de mistura é o perfil vertical termodinâmico da atmosfera.

O fluxo de calor sensível (convectivo e de condução) trocado com a atmosfera tem uma forma semelhante à equação (126) em que a temperatura da atmosfera é considerada a temperatura no topo da camada superficial (10 metros) e o coeficiente de convecção resulta do produto da capacidade térmica por um coeficiente de transferência de calor que é uma função linear da velocidade de atrito.

O fluxo de calor latente é calculado partindo da 1ª equação de (127) considerando que o fluxo mássico é função da diferença de humidades específicas entre a superfície e o topo da Camada Superficial, da disponibilidade de humidade no solo e de uma função do coeficiente de transferência global (difuso e turbulento). A disponibilidade de humidade é especificada empiricamente baseada nas alterações em 24 horas da temperatura e humidade superficiais. O coeficiente de transferência global é função da estabilidade da atmosfera e da velocidade de atrito. Segundo (Zhang e Anthes, 1982) este termo do fluxo de calor latente é o mais difícil de modelar.

Estudos de sensibilidade realizados com este modelo por Zhang e Anthes (1982) concluíram que a disponibilidade de humidade é o factor mais crítico. Variações na disponibilidade de humidade no solo alteram muito o valor dos integrais verticais dos fluxos de calor latente e sensível e da altura máxima da camada limite. À medida que a disponibilidade de humidade aumenta, o ambiente fica mais húmido e mais frio e a camada limite mais baixa.

No estudo da sensibilidade em relação à rugosidade as conclusões foram que aumentar a rugosidade, aumenta o atrito, a evaporação e a mistura. Isto tem como consequências uma diminuição da temperatura e da velocidade do vento que no caso em estudo foram respectivamente de 4°C e de 7m/s.

Em relação à capacidade térmica o modelo mostra-se menos sensível quando os fluxos de calor latente dominam e mais sensível quando os fluxos de calor mais importantes são os radiativos. Os resultados obtidos pelo modelo não se mostraram muito sensíveis a variações do albedo.

O modelo é bastante sensível às condições sinópticas nomeadamente o vento geostrófico.

Comparações feitas por Anthes e Zhang (1982) com o modelo mostraram que o modelo reproduz de maneira bastante fiel a estrutura atmosférica quando as características da superfície são correctamente especificadas. As correlações entre perfis de temperatura, humidade e vento observados e simulados são melhores durante o dia do que durante a noite. Este modelo é de acordo com Dudhia e outros (2000) pouco eficiente computacionalmente.

3.2.1.2 Modelo de Burk-Thomson

Este modelo foi desenvolvido por Burk e Thomson (1988) baseado nas fórmulas de Mellor e Yamada (1974) de nível 3. Tem uma ordem de fecho de turbulência de 1.5, considerando equações de previsão para a energia cinética turbulenta e para a temperatura.

De acordo com os resultados apresentados por Burk e Thomson (1988) a Camada Limite simulada por este modelo apresenta um comportamento bastante realista em diferentes situações nomeadamente no Mediterrâneo, num deserto no Norte de África e no Atlântico Norte durante a passagem de uma frente quente.

3.2.1.3 Modelo ETA

Este modelo usado no sistema de modelação ETA foi desenvolvido por Janjic (1990,1994) usando as equações definidas por Mellor-Yamada (1974) que consideram fecho de turbulência de 2ª ordem para a energia cinética turbulenta e calculam os fluxos turbulentos como sendo função da energia cinética turbulenta.

De acordo com Janjic (1994) este modelo considera duas camadas distintas na Camada Limite: uma camada fina e viscosa acima da superfície onde o transporte vertical é determinado pela difusão molecular e uma camada turbulenta em cima onde o transporte vertical é dominado pelos fluxos turbulentos. A espessura da camada viscosa é diferente para a temperatura, a humidade específica e o vento, e depende da velocidade de atrito, das difusividades moleculares respectivas de cada uma das variáveis, do número de Reynolds. Adicionalmente as camadas viscosas para a temperatura e para a humidade dependem respectivamente do número de Prandtl e do número de Schmidt. Estas camadas são muito mais finas do que a camada superficial.

Os fluxos turbulentos das diferentes variáveis na camada superficial acima da camada viscosa são iguais aos da camada viscosa e função do gradiente dessas variáveis e de coeficientes de troca de calor e de momento definidos por Mellor-Yamada.

Janjic (1994) afirma que a camada viscosa no oceano pode operar em três regimes, laminar, rugoso e rugoso com spray, dependendo do número de Reynolds. No regime rugoso deixa de existir camada viscosa para o momento e no regime rugoso com spray a partir de um certo número de Reynolds a camada viscosa desaparece para todas as variáveis porque as ondas e o spray representam um mecanismo muito mais eficaz de troca de calor e humidade do que a difusão molecular. Os números de Reynolds que correspondem à transição são determinados de forma empírica..

De acordo com Dudhia (2000) este modelo é mais eficiente que o modelo de Blackadar e menos eficiente que o modelo MRF.

3.2.1.4 Modelo MRF

Este esquema usado actualmente no modelo de previsão AVN/MRF do NCEP foi desenvolvido por Hong e Pan (1996) baseado em Troen e Mahrt (1986) e está descrito em Hong (1999).

A difusividade na Camada Limite está formulada de acordo com os resultados de investigação em LES – Large Eddy Simulation obtido por Troen e Mahrt (1986). Este esquema determina a altura da Camada Limite calculando o número global de Richardson e em seguida especifica o perfil do coeficiente de difusividade em função da altura da Camada Limite e determina os valores dos

coeficientes em função dos fluxos à superfície. Os fluxos de calor sensível e calor latente são calculados neste esquema de acordo com a teoria de Monin-Obukhov (Long, 1988).

Neste esquema existe uma parametrização dos fluxos contrários ao gradiente que depende da velocidade convectiva e dos fluxos à superfície. De acordo com Dudhia (2000) é um esquema muito eficiente computacionalmente.

Este esquema permite usar um coeficiente de rugosidade para o calor diferente dos coeficientes de rugosidade usados para o momento e para a humidade. De acordo com Mahrt e Ek (1993) que analisaram a variabilidade espacial dos fluxos turbulentos e das rugosidades, o coeficiente de rugosidade do calor apresenta valores que são várias ordens de grandeza inferiores aos do momento.

3.2.1.5 Modelo Gayno-Seaman

Este esquema baseia-se nas equações de Mellor-Yamada considerando fecho de turbulência de 2ª ordem só para a energia cinética turbulenta. Este esquema usa como variável conservada a temperatura potencial da água líquida o que lhe permite obter melhores resultados em situações de saturação nomeadamente nevoeiro.

De acordo com Dudhia (2000) e Shafran (2000) os custos computacionais deste modelo são semelhantes aos do Blackadar e representam aproximadamente 25% do tempo de CPU.

3.2.2 Superfície

Testes de sensibilidade realizados por Zhang e Anthes (1982) permitiram constatar que a parametrização do solo é o aspecto mais importante na determinação do comportamento da Camada Limite Atmosférica.

No MM5 a temperatura à superfície em terra é calculada através do balanço de energia considerando que em cada passo no tempo o balanço de energia à superfície se anula. Na superfície da água a temperatura é considerada fixa durante o tempo da simulação (Grell e outros, 1995).

A Lei da Conservação de Energia diz-nos que a variação de energia num volume de controle é igual à soma do fluxo de energia que entra, E_{in} , menos o fluxo de energia que saí, E_{out} , mais o fluxo de energia gerado no volume de controle, E_g ,

$$\frac{dE}{dt} = \dot{E}_{in} - \dot{E}_{out} + \dot{E}_g .$$

(123)

Se aplicarmos esta equação ao solo temos que considerar os seguintes fluxos de calor: fluxo difusivo para a camada de solo seguinte, fluxo de calor sensível (soma dos fluxos difusivo e convectivo para o ar), balanço radiativo com o sol e o céu (com ou sem nuvens) e o fluxo de calor devido à vaporização da água do solo.

Estes fluxos nem sempre estão em equilíbrio e por isso existe variação da **energia acumulada no solo** que depende da sua capacidade de armazenar energia interna ou seja a capacidade calorífica volumica, rc_p ,

$$\frac{dE}{dt} = \mathbf{r} c_p \frac{\partial T}{\partial t}.$$

(124)

A transferência de calor através da **difusão para o subsolo e para a atmosfera**, q_D , é perpendicular às superfícies isotérmicas e dirigida para as temperaturas menores e é dada pela Lei de Fourier,

$$q_D = -Ak \nabla T = -Ak \left(\frac{\partial T}{\partial x} i + \frac{\partial T}{\partial y} j + \frac{\partial T}{\partial w} k \right),$$

(125)

onde k é a condutividade térmica que mede a capacidade de um material conduzir energia térmica (Incropera, 1996) e A a área.

A componente radiativa é a componente mais importante do balanço calorífico do solo (Zhang e outros, 1982). O **balanço radiativo para o solo** é dado pelo modelo de parametrização da radiação usando as propriedades do solo, emissividade e albedo, definidas no TERRAIN.

Os fluxos de calor latente e de calor sensível são calculados de modo diferente em função da parametrização da Camada Limite escolhida. Em seguida apresenta-se a formulação geral destes fluxos.

A transferência de calor por **convecção para a atmosfera**, q_C , dá-se entre o solo e o ar quando estão a temperaturas diferentes e respectivamente T_s e T ,

$$q_C = A h (T_s - T),$$

(126)

onde h é o coeficiente de convecção forçada e natural.

O **fluxo de calor devido à vaporização de água do solo**, q_L , é dado pela equação (90),

$$q_L = A \dot{m}_a l \Leftrightarrow q_L = A \dot{m}_a T (s_v - s_l).$$

(127)

Utilizando a definição de entalpia e derivando,

$$h = u + Pv \Rightarrow dh = du + Pdv + vdP = Tds - Pdv + vdP = Tds,$$

(128)

pode simplificar-se a equação anterior e obter,

$$q_L = A \dot{m}_a (h_v - h_l)$$

(129)

função da diferença de entalpias entre a água líquida, h_L , e o vapor de água, h_v , e do fluxo de água, m_a , que depende da diferença de concentrações entre o vapor de água à superfície do solo, r_{sup} e na atmosfera, r , e de um coeficiente de transferência, C ,

$$\dot{m}_a = C(r_{sup} - r).$$

(130)

A razão entre o fluxo de calor sensível da superfície e o fluxo de calor latente é designada por razão de Bowen.

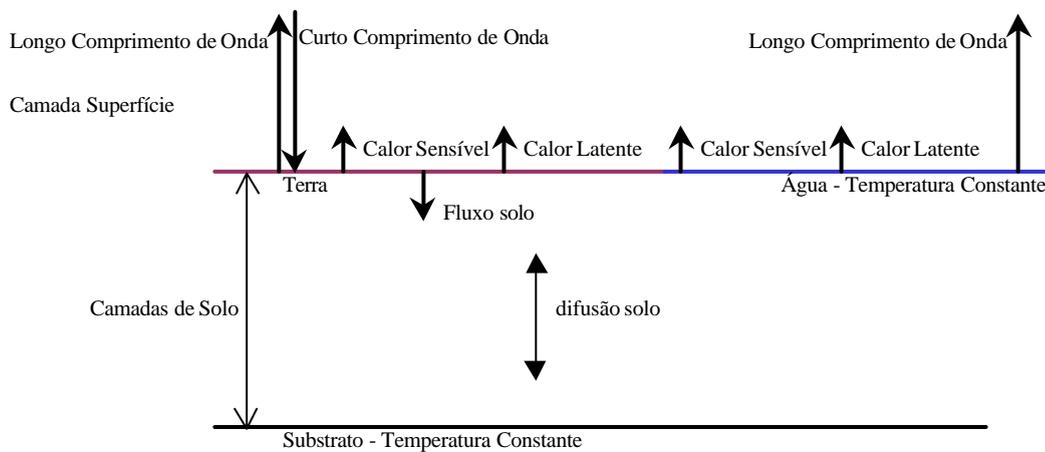


Figura 11 – Processos de Superfície adaptado de Dudhia e outros (2002)

3.2.2.1 Modelo de duas camadas de Blackadar

Este modelo descrito em Zhang e Anthes (1982) assume que a camada superficial da atmosfera tem 10 metros e que o solo tem duas camadas, uma camada de solo e uma camada de substrato. A camada de substrato tem a temperatura média diária fixa e a camada de solo tem uma temperatura variável com um ciclo diário que resulta do balanço de energia aplicado à camada, da espessura da camada e da capacidade térmica.

Neste modelo é calculada a temperatura da superfície do solo usando uma equação do balanço de energia em que a variação de energia dessa camada de solo é dada pela soma do fluxo de calor difusivo para o substrato, do fluxo de calor sensível (convectivo e difusivo) e latente para a atmosfera e do fluxo de calor radiativo.

A variação de energia é dada pela equação (124) em que o produto da calor específico pela densidade é substituído pela capacidade térmica. A capacidade térmica, C_g , está relacionada com a condutividade térmica, k , com o calor específico, c , e com a velocidade angular da Terra, w ,

$$C_g = 0.95 \sqrt{\frac{kc}{2w}},$$

(131)

e com a inércia térmica, c , especificada em função do uso do solo especificado no TERRAIN.

$$c = \sqrt{kC_g}.$$

(132)

Grell e outros (1995) referem que Blackadar mostrou que esta formulação permite que a onda térmica da camada de solo do modelo tenha a mesma fase e a mesma amplitude que para um solo real caracterizado pelas propriedades, condutividade térmica, k , e calor específico, c .

O fluxo de calor para o substrato é calculado de acordo com a equação (125) mas considerando que o gradiente de temperatura é dado pela diferença de temperatura entre a superfície do solo e a temperatura do substrato que é considerada constante e que a condutividade térmica é dada pelo produto do coeficiente de transferência de calor que é uma constante pela capacidade térmica, C_g .

Dudhia (1996) afirma que este modelo tem apresentado deficiências na previsão da temperatura do ar à superfície subestimando as temperaturas máximas e provocando um erro de fase entre as temperaturas modeladas e as observadas. As possíveis razões que apresenta são: excesso de disponibilidade de água e conseqüente excesso de fluxo de calor latente, a radiação de curto comprimento de onda pode estar a ser subestimada devido ao tratamento do fluxo no ar limpo e a temperatura do substrato pode estar a ser fixada num valor demasiado baixo. No entanto estudos realizados no NCAR não conseguiram individualizar nenhuma destas razões pelo que se reavaliaram os pressupostos do modelo e Dudhia propôs um novo modelo apresentado de seguida.

Outra possível fonte de erros também referida por Dudhia (1996) é o facto de o modelo estar afinado para ciclos de 24 horas o que significa que o modelo pode não responder a alterações mais bruscas como por exemplo a passagem de uma frente fria.

3.2.2.2 Modelo de cinco camadas

Dudhia (1996) justifica a necessidade de um modelo com mais camadas que o modelo de Blackadar. No solo a propagação do fluxo de calor é feita através de uma onda que se atenua de modo que quanto maior é a profundidade mais pequena é a onda e que devido à velocidade finita de propagação, tipicamente, 3 cm/hora, quanto mais profunda é a camada mais tempo a onda demora a atingir essa camada. De modo que a temperatura média e o tempo de resposta de uma camada única que represente o solo é muito diferente da temperatura média da camada mais superficial do solo. O ar da camada superficial da atmosfera responde à camada superficial do solo, de modo que o cálculo correcto dos fluxos de calor na superfície, exige uma resolução vertical maior.

Este modelo usa cinco camadas com as espessuras de 1, 2, 4, 8 e 16 cm e um substrato que tem uma espessura de 31 cm, e que é mantido a temperatura constante. De acordo com Dudhia (1996) esta discretização foi comparada com um modelo de 100 camadas com 1 cm e os resultados foram semelhantes.

As equações usadas neste modelo são semelhantes às do modelo de Blackadar. O fluxo difusivo entre as várias camadas de solo é calculado de acordo com a equação (125) em que a condutividade

térmica tem um valor intermédio entre a condutividade dos solos arenosos e dos solos argilosos.

A inicialização da temperatura no solo é feita considerando que as temperaturas obtidas do MM5 para o solo e o subsolo estão respectivamente a 1 cm e a 47 cm (a metade da camada de subsolo) e que a variação entre elas é linear.

3.2.3 Conclusões

Nos modelos de superfície a escolha óbvia é o modelo de 5 camadas. No entanto é preciso ter em conta que este modelo não considera variações de humidade no solo o que de acordo com a revisão bibliográfica causa erros não negligenciáveis. Este problema só pode ser resolvido com um modelo mais sofisticado que tenha isto em consideração como é por exemplo o Land Surface Model já disponível no MM5 (Chen e Dudhia, 2001 e 2001a). Este modelo não foi implementado porque para Portugal não existem dados que nos permitam uma inicialização da humidade do solo.

Uma breve comparação feita entre as temperaturas do solo previstas pelo MM5 usando o modelo de 5 camadas e o MRF e as temperaturas medidas numa estação meteorológica situada na Quinta da França permitiu constatar que as temperaturas do solo previstas têm uma amplitude muito inferior à amplitude observada.

Arellano e outros (2001) apresentaram resultados de comparações dos seguintes esquemas de Camada Limite presentes no MM5: Burk-Thomson, ETA, MRF e Blackadar. As conclusões principais foram que a altura da camada limite é melhor simulada pelo modelo de Blackadar e pelo modelo MRF mas os fluxos atmosféricos modelados pelo MRF apresentam piores resultados apesar de a diferença na modelação dos fluxos não variar muito com os diferentes métodos. Os quatro modelos apresentam um perfil de camada limite mais frio e mais húmido que o observado apresentando os modelos da ETA e de Burk-Thomson piores resultados.

As conclusões anteriores estão de acordo com Cheng e outros (2002) que afirmam os modelos baseados nas fórmulas de Mellor-Yamada apresentam deficiências nomeadamente preverem alturas da camada limite inferiores às reais.

Shafran e outros (2000) comparam os resultados obtidos com o MM5 usando o modelo Gayno-Seaman e usando o modelo de Blackadar e concluíram que apresentam resultados semelhantes nas temperaturas de superfície e na direcção do vento mas que o modelo de Gayno-Seaman apresenta melhores resultados na simulação de velocidades de vento e de profundidade da camada limite.

Clifford e outros (2002) afirmam que muitas das parametrizações da camada limite do MM5, incluindo a MRF, têm tendência para promover uma mistura vertical excessiva, o que significa, que os erros que produzem são maiores durante a noite (altura em que existe menor mistura vertical).

Bright e Mullen (2002) fizeram estudos de sensibilidade dos resultados do MM5 à escolha da parametrização da Camada Limite com os modelos de Blackadar, MRF, Burk-Thomson e Eta na modelação da monção do sudoeste dos EUA e concluíram que os modelos de Blackadar e MRF prevêm correctamente a evolução da Camada Limite ao contrário dos modelos Burk-Thomson e Eta. Os modelos MRF e Blackadar têm no entanto alguns problemas no cálculo da inibição da convecção podendo activar a convecção tarde demais.

Os estudos a que tivemos acesso não permitem tirar conclusões definitivas em relação ao melhor esquema a usar pelo que se optou pelo MRF que é computacionalmente mais eficiente e teoricamente melhor. Usou-se um coeficiente de rugosidade para o calor diferente dos coeficientes

de rugosidade usados para o momento e para a humidade.

3.3 Radiação

A parametrização da radiação no MM5 pode ser feita de acordo com diferentes esquemas. Neste capítulo só vamos analisar os esquemas Cloud-Radiation e o RRTM longwave porque os outros são muito simplificados. A parametrização da radiação tem como objectivo calcular o fluxo radiativo total na superfície para o balanço energético de superfície e a divergência dos fluxos radiativos num volume de ar limpo ou de nuvem necessários ao cálculo do aquecimento/arrefecimento (Stephens, 1984).

A influência da radiação na dinâmica depende da importância da radiação relativamente aos outros fluxos de calor. A radiação, com céus limpos, contribui para uma taxa de aumento da temperatura de cerca de 2K.dia^{-1} . A radiação é por exemplo muito mais importante nas ondas equatoriais em que o gradiente de temperatura é cerca de 0 a 3K.dia^{-1} do que na subsidência de ar em anticlones que tem um gradiente de 23K.dia^{-1} . A tabela seguinte apresenta valores de gradientes de temperatura em diferentes situações sinópticas.

Situação Sinóptica	$\Delta T/\Delta t$
Chinook	10 k h^{-1}
Frente Fria	20 k dia^{-1}
Ciclone a 850 mbar	$8\text{-}10\text{ k dia}^{-1}$
Ciclone de Verão nas latitudes médias	$7\text{-}8\text{ k dia}^{-1}$
Subsidência de ar em anticlones	23 k dia^{-1}
Ondas Equatoriais	$0\text{-}3\text{ k dia}^{-1}$

Tabela 4 – Gradientes de temperatura observados em diferentes situações dinâmicas (Stephens, 1984)

O balanço radiativo é muito importante nas nuvens onde pode contribuir para um aumento de temperatura de cerca de 10K.dia^{-1} , o que representa aproximadamente metade do fluxo total de calor típico numa nuvem. Dudhia (1989) publicou alguns resultados qualitativos baseados numa aplicação unidimensional do Esquema Cloud-Radiation a nuvens espessas, considerando-as como corpos negros relativamente a radiação de longo comprimento de onda, de modo a que o topo e a base da nuvem sejam independentes. As conclusões apresentadas relativamente aos topos foram: o arrefecimento radiativo maior ocorre para topos que estejam aproximadamente nos 350 hPa (22k.dia^{-1}) porque para cima a taxa de arrefecimento é reduzida devido à menor temperatura dos topos das nuvens e para baixo o efeito é diminuído devido à absorção de radiação pelo vapor de água acima da nuvem (em especial em atmosferas tropicais). O aquecimento radiativo de curto comprimento de onda dos topos é menos afectado pelo vapor de água variando pouco em altura embora varie bastante com a quantidade de água nas nuvens e com o ângulo zenital (10 a 20k.dia^{-1}). O aquecimento de curto comprimento de onda estende-se mais para o interior da nuvem do que o arrefecimento de longo comprimento de onda o que durante o dia pode resultar num efeito global de aquecimento do topo. Na análise do aquecimento das bases das nuvens concluiu que o aquecimento é maior para bases que estejam acima dos 400 hPa atingindo o valor de 20k.dia^{-1} para 150 hPa porque para baixo o vapor de água presente no ar reduz este efeito.

Os efeitos radiativos podem ser da mesma ordem de magnitude do que os efeitos associados a processos de mudança de fase, por exemplo, quando a base das nuvens está no nível de congelamento, cerca de 5 km, os efeitos de aquecimento dominam o arrefecimento resultante da liquefacção.

Dudhia (1989) apresenta como conclusões do estudo que o balanço radiativo positivo é importante no fim da manhã e é particularmente importante em regiões com nuvens com bases altas (cirrus) porque o aquecimento da base das nuvens é maximizado e o arrefecimento no topo das nuvens é compensado pelo aquecimento. Em Webster e Stephens (1980) também é referido que a radiação tende a aquecer a base das nuvens relativamente ao topo, tornando a nuvem mais instável.

3.3.1 Balanço Radiativo para a atmosfera

A avaliação quantitativa dos diferentes termos do balanço global anual de energia da Terra permite avaliar a importância relativa dos diferentes termos do balanço radiativo (Kiehl e Trenberth, 1997). A Figura 12 apresenta os resultados obtidos: a radiação solar média incidente no topo é de 342 W.m^{-2} , dos quais 77 W.m^{-2} são reflectidos pelas nuvens, aerossóis e a atmosfera, 30 W.m^{-2} são reflectidos pela superfície, 67 W.m^{-2} são absorvidos pela atmosfera e 168 W.m^{-2} são absorvidos pela superfície terrestre. A radiação emitida pela superfície terrestre é de 390 W.m^{-2} , dos quais 40 W.m^{-2} são emitidos para o espaço exterior e 350 W.m^{-2} são absorvidos pela atmosfera. A atmosfera emite 165 W.m^{-2} para o espaço exterior e as nuvens emitem cerca de 30 W.m^{-2} . As nuvens e a atmosfera emitem cerca de 324 W.m^{-2} absorvidos pela superfície da Terra. O balanço energético da Terra é fechado só com os termos radiativos, o balanço energético para a superfície e para a atmosfera é fechado com as transferências de calor associadas às mudanças de fase.

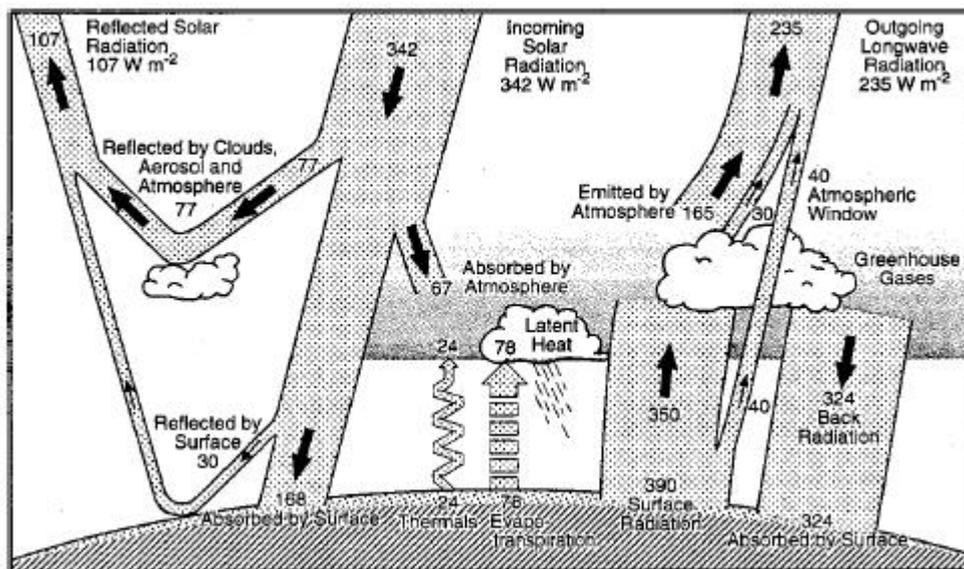


Figura 12 – Balanço anual global para a Terra (Kiehl e Trenberth, 1997).

A radiação solar tem o seu máximo de emissão nos $0.5 \mu\text{m}$ e a radiação terrestre tem o seu máximo nos $10 \mu\text{m}$ sendo portanto a radiação solar maioritariamente radiação de curto comprimento de onda e a radiação terrestre de longo comprimento de onda.

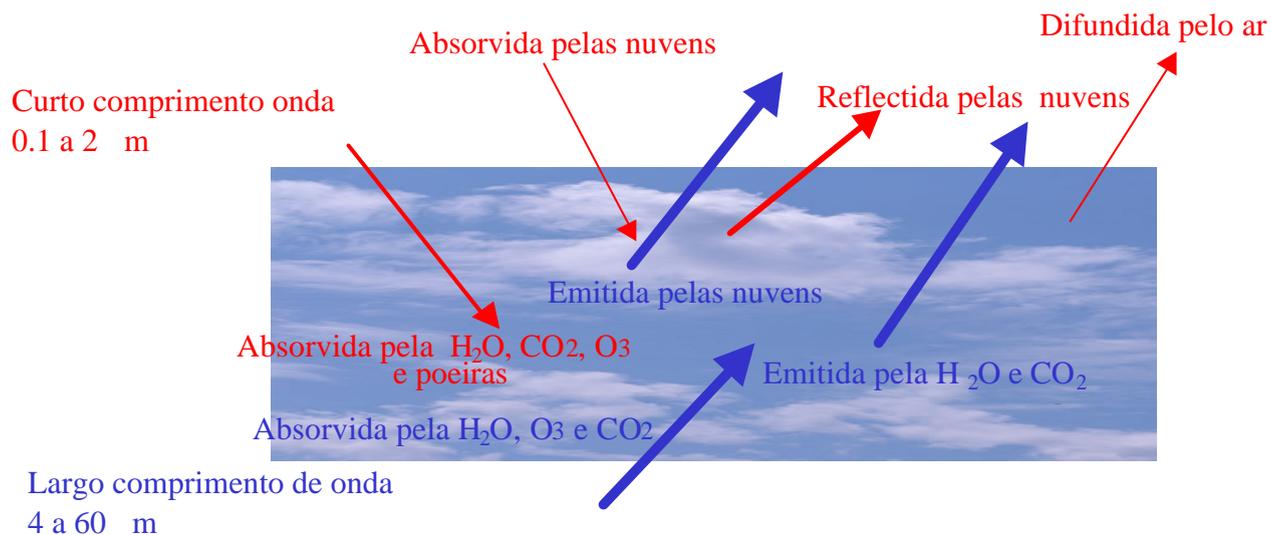


Figura 13 – Balanço Radiativo para a atmosfera. Azul – Radiação de longo comprimento de onda. Vermelho – Radiação solar.

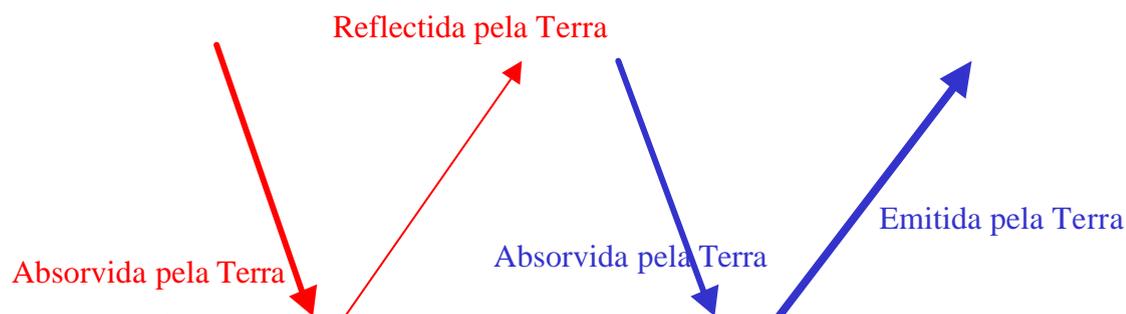


Figura 14 – Balanço Radiativo para a superfície. Azul – Radiação de longo comprimento de onda. Vermelho – Radiação solar.

A radiação solar pode ser absorvida pelo vapor de água, ozono, dióxido de carbono, oxigénio e poeiras, absorvida, reflectida ou difundida pelas nuvens, absorvida ou reflectida pela Terra e difundida pelo ar. A radiação solar com um comprimento de onda inferior a $0.3 \mu\text{m}$ é totalmente absorvida na estratopausa na transformação de oxigénio molecular em ozono, a radiação solar na gama dos infravermelhos é absorvida na estratosfera principalmente pelo vapor de água e pelo dióxido de carbono e a radiação solar visível atinge a superfície terrestre. A radiação de longo comprimento de onda pode ser emitida pelas nuvens, absorvida ou emitida pela superfície e absorvida ou emitida pelos gases presentes na atmosfera. A radiação de longo comprimento de onda emitida pela superfície é quase totalmente absorvida na troposfera pelo dióxido de carbono e pelo vapor de água e na estratosfera pelo ozono.

Nas nuvens as gotas de água, o vapor de água e os cristais de gelo provocam reflexão e absorção da radiação de longo comprimento de onda. As nuvens reflectem e difundem a radiação de longo comprimento de onda podendo este efeito representar, consoante a espessura da nuvem, 30% a 70% da radiação incidente.

A radiação electromagnética a um dado comprimento de onda que atravessa uma camada de ar pode ser transmitida, absorvida ou reflectida. A radiação reflectida pode manter a direcção e sentido originais ou ser reflectida numa direcção diferente. Absortividade, a , é a fracção de energia que é absorvida, reflectividade é a fracção de energia que é reflectida, r , e transmissividade, t , é a fracção de energia que é transmitida.

$$E_{transmitida} + E_{reflectida} + E_{absorvida} = E \Rightarrow$$

$$\frac{E_{transmitida}}{E} + \frac{E_{reflectida}}{E} + \frac{E_{absorvida}}{E} = 1 \Rightarrow$$

$$t_1 + r_1 + a_1 = 1$$

(133)

A divergência dos fluxos radiativos numa camada de ar é dada pela soma de todos fluxos radiativos.

Peixoto (1991) apresenta a Lei de Beer-Bouger-Lambert que dá a variação da intensidade de radiação, I_1 , devido à absorção num meio, em função da densidade r , da espessura ds ,

$$dI_1 = -k_1 I_1 r ds = -k_1 I_1 r \frac{1}{m} dz \Rightarrow I_{1(z_1)} = I_{1(z_0)} e^{-\frac{1}{m} \int_{z_0}^{z_1} k_1 r dz} \equiv I_{1(z_0)} e^{-\frac{1}{m} d_1},$$

(134)

e de k_1 que é o coeficiente de absorção para um dado comprimento de onda. Se a absorção ocorrer simultaneamente com dispersão para direcções diferentes da original este coeficiente passa a representar um coeficiente de extinção que engloba os dois efeitos. Na expressão anterior a espessura do meio ds é substituída pelo produto do inverso do cosseno do ângulo zenital, m^{-1} , com dz que é a altura do meio medida perpendicular à superfície e é introduzido o conceito de caminho óptico, d_1 , definido em Salby (1996), como sendo a distância adimensional atravessada pela radiação ponderada com a densidade e a absorção do meio.

A Lei de Beer-Bouger-Lambert permite-nos obter uma expressão para a transmissividade e para a absortividade,

$$t_1 = \frac{E_{transmitida}}{E} = \frac{I_{1(z_1)}}{I_{1(z_0)}} = e^{-\frac{1}{m} d_1}$$

$$a_1 = 1 - t_1 = 1 - e^{-\frac{1}{m} d_1}$$

(135)

A transmissividade diminui exponencialmente com o caminho óptico.

A energia além de transmitida, absorvida e reflectida também pode ser emitida. Um corpo negro emite o máximo de energia que um corpo pode emitir a uma dada temperatura e absorve toda a radiação incidente. Para um corpo negro a intensidade da radiação electromagnética emitida é

função do comprimento de onda, λ , e da temperatura, T , e é dada pela função de Plank:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)}$$

(136)

Integrando a equação anterior para todos os comprimentos de onda e todas as direcções obtemos a Lei de Stefan-Boltzman que afirma que a quantidade de energia por unidade de tempo e por unidade de área emitida por um corpo negro, B , é proporcional à quarta potência da temperatura absoluta,

$$B(T) = \sigma T^4,$$

(137)

sendo σ a constante de Stefan-Boltzman.

A Lei de deslocamento de Wien obtida derivando a função de Plank diz-nos que o comprimento de onda da radiação com o máximo de intensidade é inversamente proporcional à temperatura absoluta,

$$\lambda_{\max} T = \text{constante}.$$

(138)

O comprimento de onda da radiação está relacionado com a temperatura do corpo que a emite: quanto mais elevada a temperatura do corpo, maior a quantidade de energia emitida (Lei de Stefan-Boltzmann) e menor o comprimento de onda a que é emitida o máximo da energia (Lei do deslocamento de Wien).

A fracção da energia emitida por um corpo em relação à do corpo negro à mesma temperatura chama-se emissividade, \hat{I} . A Lei de Kirchoff afirma que a emissividade monocromática, \hat{I}_{λ} , é igual à absorptividade monocromática, a_{λ} . Ou seja um emissor selectivo a uma dada radiação também absorve à mesma radiação. Os corpos que se comportam de acordo com esta Lei são designados por corpos cinzentos. Estas propriedades tem o valor unitário para um corpo negro e um valor menor para os outros corpos cinzentos.

3.3.2 Radiação de longo comprimento de onda em céu limpo

As equações que permitem calcular os fluxos de radiação que uma dada camada de ar no nível z recebe de baixo, F^- , e de cima, F^+ , são dados pelas seguintes equações (Stephens, 1984) derivadas por Liou (1980):

$$F^{\uparrow}(z) = \int_0^{\infty} pB_{I(z=0)} t_{I(z,z=0)}^f dI + \int_0^z \int_0^z pB_{I(z')} \frac{dt_{I(z,z')}^f}{dz'} dz' dI$$

$$F^{\downarrow}(z) = \int_0^{\infty} \int_z^{\infty} pB_{I(z')} \frac{dt_{I(z,z')}^f}{dz'} dz' dI$$

(139)

O fluxo que a camada z recebe de baixo é dado pela soma da radiação emitida pelo solo e transmitida até z (1º termo) com a radiação emitida e transmitida por todas as camadas entre o solo e a camada considerada (2º termo). A radiação emitida pelo solo é integrada para todos comprimentos de onda. A radiação total das camadas inferiores é dada pela integração da radiação emitida por cada uma das camadas integrada em todos os comprimentos de onda. O fluxo que a camada recebe de cima é dado pela integração para todas as camadas superiores da radiação emitida e transmitida em todos os comprimentos de onda.

A radiação emitida é atenuada no caminho através de absorção e reflexão. Para a radiação de longo comprimento de onda a reflexão para direcções diferentes da original é desprezável. O coeficiente que representa esta atenuação t_I^f é designado por função de transmissão difusa e é dado em Stephens (1984) por,

$$t_{I(z,z')}^f = 2 \int_0^1 t_{I(z,z')} m/m \equiv 2 \int_0^1 e^{-\frac{1}{m} \int_{u(z)}^{u(z')} k_I(p,T) du} m/m \equiv 2 \int_0^1 e^{-\frac{1}{m} d_I} m/m,$$

$$t_{I(z,z')}^f = p t_{I(z,z')}$$

(140)

em que a integração em m representa a integração para todo o hemisfério e u a concentração do gás absorvente dada por rds . A transmissividade, t_I , resulta directamente da equação (135).

O calculo dos fluxos radiativos exige a parametrização dos integrais de frequência e de caminho óptico.

3.3.2.1 Parametrização: Integração no Caminho Óptico

O coeficiente de absorção, k_I , é função da pressão e da temperatura, variáveis que apresentam uma variação muito grande na atmosfera. Existem dois métodos de parametrizar esta integração designados por 'scaling approximation' e aproximação dos dois parâmetros. Ambas consideram que a absorção num caminho não homogéneo pode ser aproximada pela absorção num caminho homogéneo desde que se ajustem alguns parâmetros, (Stephens, 1984).

$$\left. \begin{aligned}
 \mathbf{d}_1 &= \int_{u(z)}^{u(z')} k_1(p, T) du \approx k_1(p_0, T_0) \tilde{u} \\
 \tilde{u} &= \int \left(\frac{p}{p_0} \right)^n \left(\frac{T_0}{T} \right)^m du
 \end{aligned} \right\} \text{'Scaling Aproximation'}$$

$$\left. \begin{aligned}
 \mathbf{d}_1 &= \int_{u(z)}^{u(z')} k_1(p, T) du \approx k_1(\tilde{p}, T) \tilde{u} \\
 \tilde{p} &= \frac{\int p du}{\tilde{u}} \\
 \tilde{u} &= \int du
 \end{aligned} \right\} \text{Aproximação dos dois parâmetros}$$

A 'Scaling Aproximation' considera que o caminho óptico pode ser representado por dois factores em que o primeiro é só função do comprimento de onda e o segundo é função da pressão e da temperatura. A aproximação dos dois parâmetros considera que o coeficiente de absorção é função do comprimento de onda e de uma pressão que é constante em cada camada mas que varia entre camadas.

Os erros da 'Scaling Aproximation' são maiores que os erros da Aproximação dos dois parâmetros. Os erros da 'Scaling Aproximation' são maiores na alta atmosfera. (Stephens, 1984).

A integração no caminho óptico para o Cloud Radiation Scheme e para o RRTM é feita de acordo com a 'scaling approximation' em que \mathbf{d} é proporcional a $p^{0.86}$ para o vapor de água e proporcional a $p^{1.75}$ para o dióxido de carbono, (Grell e outros, 1995).

3.3.2.2 Parametrização: Integração para os comprimentos de onda

A integração para os comprimentos de onda tem que considerar a variação lenta da emissão (função de Plank) com o comprimento de onda e a variação muito mais rápida do coeficiente de absorção com o comprimento de onda.

A emissão e absorção de radiação em gases ocorre a comprimentos de onda específicos função da sua estrutura interna tendo cada gás um espectro característico de emissão e de absorção. As linhas de emissão são largas devido às perturbações externas, colisões, que alteram sensivelmente os níveis de energia e devido ao efeito de Doppler que altera a percepção da frequência de emissão devido à sua velocidade relativa, (Peixoto e Oort, 1992).

No MM5 são usados dois métodos para a parametrização da absorção de radiação de longo comprimento de onda dos gases: o modelo da distribuição k e o modelo de emissividade.

3.3.2.2.1 Método da Emissividade

A emissividade é definida em Stephens (1984), como uma integração da emissividade para todos os comprimentos de onda 'pesada' pela função de Plank,

$$\epsilon(z, z') = \frac{1}{sT^4} \int_0^{\infty} \epsilon_{I(z, z')} p B_l dl \Leftrightarrow$$

$$\frac{1}{sT^4} \int_0^{\infty} a_{I(z, z')} p B_l dl = \frac{1}{sT^4} \int_0^{\infty} (1 - pt_1^f) p B_l dl$$

Devido à Lei de Kirchoff a emissividade considera-se igual à absorvidade definida pela equação (135), o que permite reescrever os fluxos de calor expressos na equação (139),

$$F^{\uparrow}(z) = sT_g^4 (1 - \epsilon(z, z=0)) + \int_0^z sT^4(z') \frac{d\epsilon(z, z')}{dz'} dz'$$

$$F^{\downarrow}(z) = \int_z^{\infty} sT^4(z') \frac{d\epsilon(z, z')}{dz'} dz' \Leftrightarrow$$

$$F^{\downarrow}(z) = sT_{topo}^4 (1 - \epsilon(z, z=z_{topo})) + \int_z^{z_{topo}} sT^4(z') \frac{d\epsilon(z, z')}{dz'} dz'$$

(141)

independentes do comprimento de onda. Estas equações deduzidas por Stephens (1984) são as que são usadas no MM5 na opção 'Cloud Radiation Scheme' apresentadas em Grell e outros (1995).

Este esquema de radiação considera a absorção da longo comprimento de onda pelo vapor de água e pelo dióxido de carbono e considera que a emissão no topo da atmosfera resulta só do dióxido de carbono. Em Grell e outros (1995) são apresentadas as expressões usadas para o cálculo da emissividade para o vapor de água, desenvolvidas por Rodgers (1967),

$$\epsilon = \sum_{i=0}^{i=4} (a_i + \bar{T} b_i) \ln d^i \quad \text{para } d \geq 10 \text{g.m}^{-2}$$

$$\epsilon = \sum_{i=0}^{i=4} (c_i + \bar{T} d_i) \sqrt{d^i} \quad \text{para } d < 10 \text{g.m}^{-2},$$

$$\bar{T} = \frac{\int T dd}{\int dd}$$

em que a_i , b_i , c_i e d_i são constantes.

Na troposfera o dióxido de carbono e o vapor de água absorvem simultaneamente na região espectral dos 15mm. A contribuição dos dois em conjunto não é igual à soma das contribuições pelo que é necessário introduzir uma correcção. Na troposfera os fluxos radiativos são calculados dividindo a região espectral em duas: na região espectral em que o CO₂ não absorve considera-se só a contribuição do vapor de água, na outra consideram-se a contribuição dos dois considerando uma correcção que retira a sobreposição,

$$\epsilon_{tot} = 1 - (1 - \epsilon_{vapor})(1 - \epsilon_{CO_2}).$$

(142)

Para obter os fluxos de calor para todos os comprimentos de onda somam-se os fluxos para as duas regiões do espectro. Na estratosfera o arrefecimento devido à radiação de longo comprimento de onda resulta só da emissão do CO₂ nos 15mm.

3.3.2.2.2 Método da Distribuição k

Numa atmosfera homogénea a transmissão de radiação electromagnética num dado intervalo espectral depende só da fracção do intervalo que está associado a um dado coeficiente de absorção ou seja a fracção do intervalo espectral em que o coeficiente de absorção está no intervalo entre k e $k+dk$. Esta fracção pode ser dada por uma função de probabilidades $f(k)dk$, permitindo reescrever a equação (140),

$$t_{I(z,z')} = e^{-\frac{1}{m} \int_{u(z)}^{u(z')} k_I(p,T) du} = \frac{1}{\Delta I} \int_{\Delta I} e^{-k_v u} dI = \int_0^{\infty} f(k) e^{-ku} dk$$

(143)

apresentada em Stephens (1984). Este método substitui a integração da absorptividade com o comprimento de onda que é uma função muito irregular pela integração da função de probabilidade com a absorptividade que é uma função muito mais regular. Stephens (1984) refere que esta função simula bem as heterogeneidades da atmosfera porque as distribuições de k às diferentes altitudes estão inter-relacionadas.

3.3.3 Radiação de longo comprimento de onda em céu nublado

Num céu nublado a parametrização dos fluxos radiativos tem que incluir a parametrização da transmitância de radiação nas nuvens de modo a que se possa calcular a interacção entre as nuvens e as camadas de ar e entre as nuvens e a superfície da terra e o perfil de temperaturas nas nuvens espessas.

A emissividade das gotas de chuva é dada em Stephens (1984) por:

$$\epsilon = 1 - e^{-k^c W}$$

$$W = \int_z^{z'} w(z'') dz''$$

$$k^c(z'') = \frac{k(z'')}{w(z'')}$$

(144)

em que k^c é o coeficiente de absorção de massa que é considerado constante com os valores de 0.130 m².g⁻¹ para os fluxos radiativos que vêm de baixo e 0.158 m².g⁻¹ para os fluxos radiativos que vêm de cima, (Grell e outros, 1995). Estes valores estão de acordo com os valores teóricos esperados e com medidas realizadas (Stephens, 1984). Esta diferença entre os dois valores resulta do facto dos fluxos que vêm de cima e de baixo serem espectralmente diferentes.

O efeito da chuva e da neve cuja magnitude é duas a três ordem de grandeza inferior mas não se considera desprezável. Para a chuva considera-se um valor de absorptividade de 0.33×10⁻³ m².g⁻¹ e

para a neve um valor de $2.34 \times 10^{-3} \text{m}^2 \cdot \text{g}^{-1}$.

Os cristais de gelo considera-se que não reflectem radiação de longo comprimento de onda e que são suficientemente espessos para absorverem como corpos negros. Considerando que têm uma forma hexagonal e que se orientam ao acaso a absorptividade (razão entre a área total e a área útil dos cristais) tem o valor de $0.0735 \text{m}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ que está de acordo com experiências realizadas.

A emissividade da água líquida é combinada com a emissividade do vapor de água, da chuva, da neve e dos cristais de gelo de modo a obter-se uma emissividade total dada em Grell e outros (1995) por,

$$\epsilon_{tot} = 1 - (1 - \epsilon_{vapor})(1 - \epsilon_{liquido})(1 - \epsilon_{neve})(1 - \epsilon_{chuva})(1 - \epsilon_{gelo}).$$

(145)

em que as emissividades se consideram iguais às absorptividades (Lei de Kirchoff).

Os fluxos de calor numa dada camada de nuvem à temperatura, T_c , são dados por:

$$F^\uparrow(z) = F^\uparrow(z_b)[1 - \epsilon(z_b, z)] + \epsilon(z_b, z)ST_c^4$$

$$F^\downarrow(z) = F^\downarrow(z_t)[1 - \epsilon(z_t, z)] + \epsilon(z_t, z)ST_c^4$$

(146)

Não se consideram céus parcialmente nublados: a fracção de nuvens é 0 ou 1 devido à natureza estratiforme das nuvens (Dudhia, 1989).

3.3.4 Radiação de curto comprimento de onda

Para uma dada camada de ar o cálculo da radiação de curto comprimento de onda que entra na fronteira superior é calculada considerando os efeitos do ângulo zenital que altera a componente vertical e o caminho óptico, as nuvens que absorvem radiação, dS_{Na} , e que devido ao seu albedo a reflectem e difundem, dS_{Nr} , e o ar em que a radiação solar de curto comprimento de onda é absorvida pelo vapor de água, dS_{Aa} , e difundida, dS_{Ar} , (Grell e outros, 1995). O fluxo de radiação de curto comprimento de onda é:

$$F^\downarrow(z) = mS_0 - \int_z^{z_{topo}} dS_{Nr} + dS_{Na} + dS_{Ar} + dS_{Aa} =$$

(147)

A absorção da radiação solar pelo vapor de água depende do comprimento de onda, da temperatura e da pressão e da sobreposição com a absorção pela água líquida nas nuvens. A parametrização para a absorção foi desenvolvida por Lacis e Hansen (1974) e é apresentada em Stephens (1984),

$$a = \frac{2.9\tilde{u}}{(1 + 141.5\tilde{u})^{0.635} + 5.925\tilde{u}}$$

$$\tilde{u} = \int \left(\frac{T_0}{T}\right)^m \left(\frac{P}{P_0}\right)^n du$$

(148)

em que a temperatura de referência é 273 k e a pressão de referência é 1013mbar.

A difusão da radiação dispersa a radiação solar em todos os sentidos inclusive para o espaço diminuindo a quantidade total de radiação que incide numa dada camada inclusive a superfície terrestre. A difusão de radiação ocorre para todos os componentes incluindo moléculas e é inversamente proporcional à quarta potência do comprimento de onda de modo que quanto mais pequeno é o comprimento de onda mais radiação é difundida. A difusão da radiação solar pelo sendo que para uma atmosfera é cerca de 20% (Grell e outros, 1995).

As nuvens reflectem, difundem e absorvem a radiação solar. O efeito conjunto da reflexão e da difusão é designado por albedo. destes dois factores, O albedo e a absorvidade da nuvem são interpoladas de funções tabuladas em função do ângulo zenital e do caminho óptico da nuvem desenvolvidas por Stephens (1978).

O fluxo radiativo de curto comprimento de onda que vem de baixo resulta da radiação solar reflectida pela superfície terrestre que é função do seu albedo. Considera-se que a radiação difundida não volta a interagir com a atmosfera (Dudhia, 1989). Tal como para a radiação de longo comprimento de onda não se consideram céus parcialmente nublados (Dudhia, 1989).

3.3.5 Conclusões

Dos modelos de parametrização da radiação disponíveis no MM5, o Cloud-Radiation usa o método da emissividade para o cálculo da absorção do vapor de água e do dióxido de carbono e o RRTM longwave usa o modelo de distribuição k para o cálculo da absorção espectral detalhada do vapor de água, do ozono e do dióxido de carbono. A interacção da radiação de longo comprimento de onda com os cristais de gelo, a água líquida, a chuva e a neve e o cálculo do radiação de curto comprimento de onda são calculadas de modo (descrito atrás) semelhante para os dois métodos.

O método da emissividade é o que apresenta resultados com maiores erros: 5 a 20 W.m⁻² nos fluxos de longo comprimento de onda à superfície, 0.2 a 0.5°C.dia⁻¹ nas taxas de variação de temperatura. O modelo de distribuição K é o que apresenta melhores resultados, (Stephens, 1984).

No cálculo do balanço da radiação de curto comprimento de onda não é considerada a absorção pelo dióxido de carbono, ozono e oxigénio. No entanto a absorção de radiação por estes componentes é muito inferior à do vapor de água. A parametrização da radiação de curto comprimento de onda considera a interacção com as nuvens. Os aerossóis absorvem radiação e difundem-na e nestes esquemas este facto não é considerado.

4 Dados do Terreno e Dados Meteorológicos

4.1 Dados Terreno

O curso sobre modelos numéricos de previsão meteorológicos disponibilizado na NET pelo National Weather Service (2001) resume os efeitos da representação do terreno nas simulações. De acordo com esta fonte os movimentos verticais são afastados das montanhas devido ao declive ser inferior ao real, sendo os movimentos ascendentes deslocados para montante e os movimentos descendentes deslocados para jusante. A velocidade de propagação de frentes perto da superfície pode ser alterada e a formação, o desenvolvimento e a propagação de ondas a jusante da montanha podem ser afectados. Os ventos locais nomeadamente os ventos de vale e os ventos que descem a montanha podem não ser simulados e segundo Sellers e outros (1993) o coeficiente de rugosidade de momento é alterado com as alterações de topografia.

Riphagen e outros (2002) estudaram os efeitos da representação do terreno na precipitação e concluíram que existe uma relação estreita entre alterações na topografia e alterações nas previsões de precipitação. A precipitação resulta da ascensão adiabática duma massa de ar húmido de modo que se a altura duma montanha é subestimada a precipitação pode ser subestimada a montante e sobrestimada a jusante. Concluíram também que as alterações na topografia, devido ao facto de minimizarem as barreiras aos movimento de massas de ar, podem contribuir para subestimar as tempestades porque atenuam os gradientes de temperatura e subestimam a baroclinicidade.

De acordo com Wu e Raman (1996) os usos do solo contribuem para criar heterogeneidades que influenciam o desenvolvimento de circulações de mesoscala. Rabin e outros (1990) referem por exemplo o efeito das variações do uso do solo no padrão simulado de nuvens convectivas.

Stensrud e outros (2001) fizeram análises de sensibilidade aos resultados obtidos do MM5 com e sem assimilação de dados de cobertura do solo obtidos de satélite e concluíram que a humidade do solo, a fracção de cobertura vegetal e o índice de área foliar têm uma grande influência nas magnitude dos fluxos de calor sensível e latente e nas previsões das temperaturas da tarde.

Rabin e outros (1990) referem estudos realizados em que a razão de Bowen é o factor principal na determinação da amplitude da variação da temperatura à superfície. Comrie e outros (2000) referem que as alterações de uso do solo nomeadamente a urbanização podem contribuir para aumentar as temperaturas mínimas de cerca de 2°C sendo esta alteração da mesma ordem de grandeza que alterações resultantes de modificações do clima.

Diner e outros (1999) de modo a justificarem a importância do uso de imagens de satélite para determinação do correcto uso do solo, apresentam uma revisão da interacção entre o uso do solo e os fluxos de superfície, em que frisam que o aumento de albedo resultante de alterações de uso do solo como por exemplo a desflorestação ou a desertificação pode contribuir para reduzir a precipitação; este efeito também é referido por Rabin e outros (1990).

Sellers e outros (1993) referem que alterações de albedo superiores a 0.02 são significantes para a determinação dos fluxos de superfície e da temperatura. Em termos de rugosidade referem que é preciso definir coeficientes diferentes para a transferência de calor, momento e humidade e que a precisão desejada é da ordem dos 0.1%.

A humidade do solo é referida em Smith e outros (1994) como sendo a variável mais importante para a previsão meteorológica referindo outros estudos em que o padrão de chuva convectiva foi

alterado devido a práticas de irrigação. Mannig e Davis (1997) referem que os valores de humidade do solo usados no MM5 baseados em valores climatológicos são responsáveis pela subestimação da temperatura e sobrestimação da humidade perto da superfície.

Devido à constatação da importância dos usos do solo e da topografia resultante da revisão bibliográfica feita, comparámos os dados de terreno usados pelo MM5 com dados existentes em Portugal e disponibilizados de forma gratuita.

A altimetria usada provém de um modelo digital de terreno global produzido em 1996 pelo USGS designado por GTOPO30. Este modelo usou diversas fontes para os dados de altimetria, pelo que a qualidade dos dados é muito variável de sítio para sítio, correspondendo nalguns sítios à resolução de 30'' e noutros a uma resolução muito mais grosseira. Em Portugal as fontes usadas não estão especificadas. Para o caso de Portugal, apresentado na Figura 15, pode observar-se que a altimetria tem uma definição muito baixa, apresentando por exemplo na Serra da Estrela uma altitude máxima de 1168 metros.

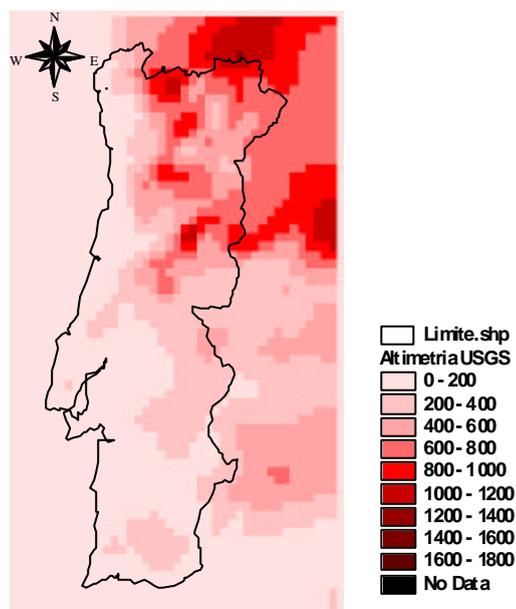


Figura 15 – Altimetria do modelo digital de terreno do USGS

Em Portugal o Instituto do Ambiente tem disponibilizado na Internet uma carta de altimetria vectorial para Portugal Continental com as curvas de nível espaçadas de 100 metros. No Sistema de Informação Geográfica ArcView produzimos um modelo digital de terreno com base nestas curvas de nível (Figura 16). Este modelo digital é muito melhor que o do GTOPO30 pelo que a topografia que usaremos será a fornecida pelo Instituto do Ambiente.

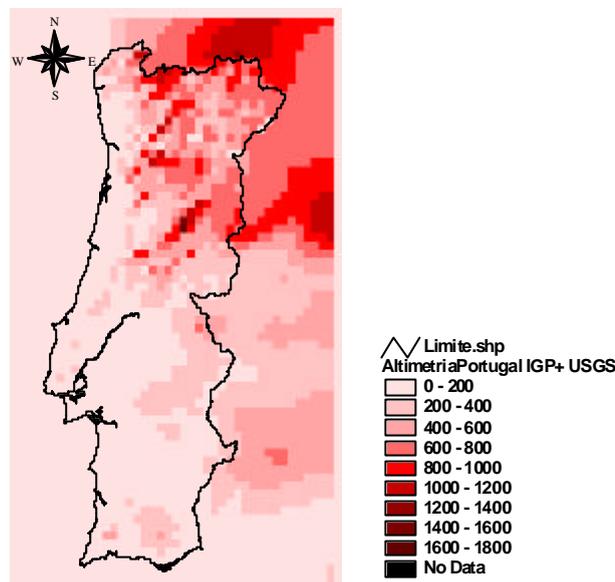


Figura 16 – Altimetria do modelo digital de terreno do Instituto do Ambiente

Nas simulações iniciais os usos do solo usados para Portugal foram produzidos pelo U.S Geological Survey's – USGS em conjunto com o Earth Resources Observation System Data Center – EROS, com a Universidade Lincoln do Nebraska – UNL e pelo Joint Research Center of the European Commission. De acordo com as informações presentes no site do USGS estes dados têm a resolução de 1 km e são baseados nos dados do Advanced Very High Resolution Radiometer – AVHRR no período de Abril de 1992 a Março de 1993.

Analisando a classificação dos usos do solo para Portugal concluímos que os dados também não são realistas nomeadamente o facto de considerarem o Norte de Portugal ocupado por savana (Figura 17) e só considerarem uso urbano em Lisboa.

O uso do solo considera 25 classes entre as quais o uso urbano, água, neve e diferentes tipos de pastagem, agricultura e vegetação. Para cada ponto está definida qual a percentagem de cada classe. Informação que é interpolada para a malha dos domínios criados com o mesmo método usado na interpolação da topografia. A interpolação permite obter para cada ponto da malha uma percentagem de cada um dos usos, a determinação do uso dominante em cada ponto é feita de acordo com a percentagem de água: se é superior a 50% o uso é água, se é inferior a 50% o uso dominante é o que tiver a maior percentagem excluindo a água. O uso do solo determina as seguintes propriedades: albedo, humidade disponível, emissividade, rugosidade e inércia térmica em função da estação (Verão ou Inverno).

O IGP tem disponível na NET um mapa de usos do solo à escala de 1:100 000 baseado num

levantamento fotográfico do País no período de Agosto de 1985 a Agosto de 1987, as classes de usos do solo estão definidas na Tabela 16 (ANEXO I).

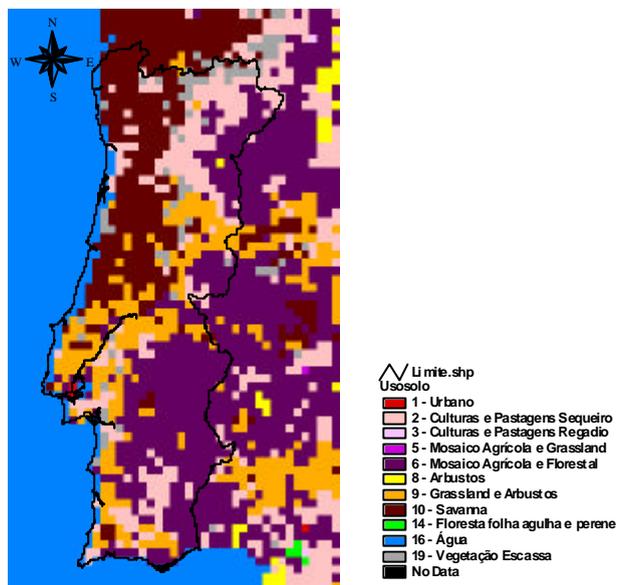


Figura 17 – Usos do solo do USGS

Com este mapa redefinimos os usos do território Português fazendo corresponder cada uma destas classes às categorias de vegetação definidas pela USGS (Tabela 5) e para as quais estão associadas os parâmetros físicos: albedo, humidade, emissividade, rugosidade e inércia térmica. A correspondência entre classes do IGP e do USGS estão definidas na Tabela 16 e foram feitas com a colaboração do Prof. Pita e consultando Telles e Cabral (1999). O ideal seria definir para cada classe do IGP valores dos parâmetros necessários aos modelos de superfície, tal não foi feito por falta de informação sobre os mesmos, mas pretende-se suprimir esta falha no futuro.

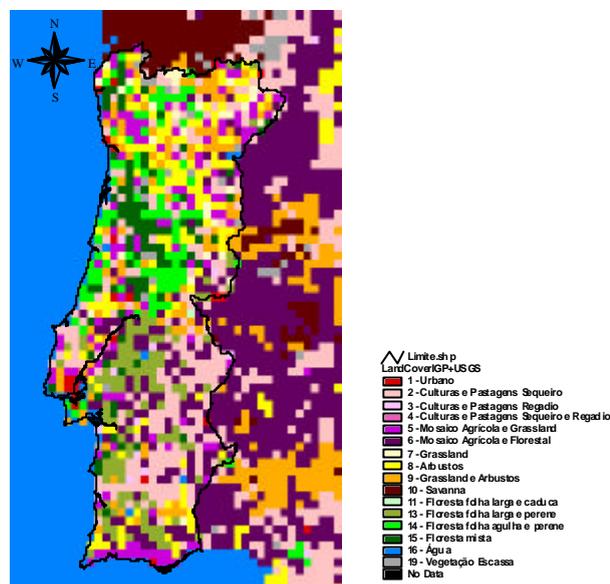


Figura 18 – Usos do solo do IGP convertidos nos usos do USGS de acordo com Tabela 16

O mapa de usos do solo feito com base nos dados do IGP representado na Figura 18 apresenta usos do solo muito mais realistas nomeadamente a ocupação urbana é visível em vários pontos do País, o Norte está ocupado essencialmente com floresta e agricultura e o sul com agricultura e pastagens de sequeiro e mosaico agrícola / florestal. É importante referir que um dos pontos frisados na revisão bibliográfica que foi os erros introduzidos por se considerar uma humidade do solo que só tem dois valores anuais (Verão/Inverno) não é corrigido com esta melhoria do terreno.

A alteração dos dados do terreno no MM5 foi feita usando os ficheiros de terreno produzidos pelo MM5 com os dados do USGS para os diferentes domínios. A partir destes ficheiros produziram-se ficheiros de texto, com as matrizes das altitudes e de usos do terreno, que são importadas para o Sistema de Informação Geográfica ArcView, onde são alteradas para Portugal, usando os dados da altimetria do Instituto do Ambiente e os dados do IGP com as classes de uso do solo já adaptadas. Por fim os ficheiros de terreno do MM5 são alterados com estas novas matrizes. Estas operações foram todas realizadas usando a linguagem de programação Fortran e as operações do ArcView.

	Albedo (%)		Humidade (%)		Emissividade (% a 9 μ m)		Rugosidade (cm)		Inércia Térmica (cal cm ⁻² K ⁻¹ s ^{-1/2})	
	V	I	V	I	V	I	V	I	V	I
1 – Urbano	18	18	10	10	88	88	50	50	0.03	0.03
2 – Culturas e Pastagens Sequeiro	17	23	30	60	92	92	15	5	0.04	0.04
3 – Culturas e Pastagens Regadio	18	23	50	50	92	92	15	5	0.04	0.04
4 – Culturas e Pastagens Sequeiro e Regadio	18	23	25	50	92	92	15	5	0.04	0.04
5 - Mosaico Agrícola e Grassland	18	23	25	40	92	92	14	5	0.04	0.04
6 - Mosaico Agrícola e Florestal	16	20	35	60	93	93	20	20	0.04	0.04
7 – Grassland	19	23	15	30	92	92	0.12	0.10	0.03	0.04
8 – Arbustos	22	25	10	20	88	88	10	10	0.03	0.04
9 – Grassland e Arbustos	20	24	15	25	90	90	11	10	0.03	0.04
10 – Savanna	20	20	15	15	92	92	15	15	0.03	0.03
11 - Floresta folha larga e caduca	16	17	30	60	93	93	50	50	0.04	0.05
12 - Floresta folha agulha e caduca	14	15	30	60	94	93	50	50	0.04	0.05
13 - Floresta folha larga e perene	12	12	50	50	95	95	50	50	0.05	0.05
14 - Floresta folha agulha e perene	12	12	30	60	95	95	50	50	0.04	0.05
15 - Floresta mista	13	14	30	60	94	94	50	50	0.04	0.06
16 - Água	8	8	100	100	98	98	0.01	0.01	0.06	0.06
17 - Zonas Húmidas Herbáceas	14	14	60	75	95	95	20	20	0.06	0.05
18 - Zonas Húmidas Florestais	14	14	35	70	95	95	40	40	0.05	0.05
19 – Vegetação Escassa	25	25	2	5	85	85	10	10	0.02	0.02
20 - Tundra Herbácea	15	60	50	90	92	92	10	10	0.05	0.05
21 - Tundra Florestal	15	50	50	90	93	93	30	30	0.05	0.05
22 - Tundra Mista	15	55	50	90	92	92	15	15	0.05	0.05
23 - Tundra Escassa	25	70	2	95	85	95	0.1	5	0.02	0.05
24 - Neve ou Gelo	55	70	95	95	95	95	5	5	0.05	0.05

Tabela 5 – Classes da USGS. Usos do solo e propriedades consideradas para as estações do Inverno (de 15 de Outubro a 15 de Abril) e do Verão (15 de Abril a 15 de Outubro).

4.2 Dados Meteorológicos

As condições fronteira e condições iniciais para previsão são obtidas de modelos de previsão global ou modelos de previsão regional que cubram um domínio maior.

4.2.1 Modelo AVN

Os dados usados foram os dados do modelo Global de Aviação Americano – AVN. É um modelo espectral com 170 ondas o que corresponde à resolução de aproximadamente 80 km e que actualmente faz a previsão para 384 horas. A resolução temporal do modelo é de 9 minutos. A resolução vertical é de 42 níveis com 3 níveis na camada limite, 12 níveis abaixo dos 800hPa e 10 níveis acima dos 100hPa. Este modelo tem ainda uma resolução razoável nos 250 hPa (zona dos jactos). A resolução temporal e espacial referidas só se aplicam às simulações até às 84 horas (COMET, 1998c). A resolução espacial do AVN permite a modelação explícita de fenómenos tais

como as ondas de resolução superior a 80 km, jactos e gradientes horizontais com resolução superior à usada. Esta resolução não permite a modelação de fenómenos de mesoscala tais como a brisa de maré, sistemas convectivos e ventos de montanha.

Variável	Níveis Verticais	Lat × Lon	Tempo	Qualidade
Temperatura	42 níveis de pressão*	0.7 × 0.7	6h em 6h	
Altura Geopotencial	42 níveis de pressão*	0.7 × 0.7	6h em 6h	
Humidade Relativa	42 níveis de pressão**	0.7 × 0.7	6h em 6h	
Velocidade U	42 níveis de pressão*	0.7 × 0.7	6h em 6h	
Velocidade V	42 níveis de pressão*	0.7 × 0.7	6h em 6h	
Temperatura	Superfície	0.7 × 0.7	6h em 6h	
Pressão	Nível do mar	0.7 × 0.7	6h em 6h	
Velocidade U	2 metros	0.7 × 0.7	6h em 6h	
Velocidade V	2 metros	0.7 × 0.7	6h em 6h	

Tabela 6 – Variáveis do modelo AVN usadas no MM5. * 996, 987, 977, 966, 953, 938, 922, 903, 882, 859, 833, 804, 773, 740, 704, 666, 627, 586, 544, 502, 460, 418, 378, 339, 302, 267, 235, 205, 177, 152, 130, 109, 92, 76, 62, 49, 39, 29, 21, 14, 7 e 2 mbar

** excepto acima dos 100 mbar

Este modelo tem associado um sistema de assimilação de dados global que faz o controlo de qualidade das observações e a sua assimilação nas condições iniciais do modelo. O tipo de observações assimiladas são várias desde radiosondas, a metars, a observações em navios e aviões e a dados obtidos de radares e de satélites como por exemplo o Meteosat (GDAS, 2002a). Estes dados depois de passarem por um controlo de qualidade são agregados com dados de simulação que preenchem os vazios espaciais de dados de modo a obter-se as condições iniciais do modelo AVN. A qualidade das condições iniciais para um dado sítio depende portanto da densidade de observações. Esta rede é igualmente densa na América do Norte e na Europa e portanto as comparações feitas entre as observações e as análises resultantes do modelo apresentadas em GDAS (2002b) para as condições iniciais são igualmente boas para os dois continentes.

GDAS (2002a) apresenta valores do erro quadrático médio por mês dos resultados do AVN para a Europa para o período compreendido entre Dezembro de 1998 e Agosto de 2002 em função do tempo de simulação. Os erros maiores para as variáveis temperatura a 850 mbar e pressão ao nível médio do mar estão associados ao mês de Janeiro e os menores ao mês de Julho. No caso da a humidade específica é exactamente o oposto. A velocidade do vento a 850 mbar tem um comportamento mais variável mas o máximo situa-se entre Dezembro e Fevereiro e o mínimo entre Junho e Agosto.

	Erro Quadrático Médio	Pressão Nível Mar	Temperatura	Humidade Específica	Velocidade Vento
		mbar	850 mbar °C	925 mbar	850 mbar m/s
Janeiro	Máximo – 48h	4.1	2.5	0.8	7
	Mínimo – 0h	1.7	1.1	0.6	5
Julho	Máximo – 48h	2	1.7	1.7	5
	Mínimo – 0h	1.1	0.8	1.4	3.5

Tabela 7 – Erro quadrático médio por mês dos dados AVN para a Europa no período Dezembro de 98 e Agosto de 02.

No entanto analisando melhor a rede de observações constata-se que para a zona incluída nos nossos domínios que abrange Portugal, Espanha, Marrocos e o Atlântico Norte é bastante menos densa e portanto decidimos avaliar o impacto de fazer a assimilação de dados de estações em Portugal para as condições iniciais.

Os dados de terreno deste modelo são obtidos a partir dos dados do U.S Geological Survey - USGS com resolução de 30''. Estes dados são tratados de modo a que a topografia esteja representada na mesma escala horizontal do modelo por uma topografia média. Esta topografia média é mais suave mas permite simular de modo mais correcto à escala usada. O facto de se suavizar a topografia causa erros de representatividade que são mais significativos em zonas de terreno acidentado como por exemplo os Pirinéus ou a Serra da Estrela. Estes erros podem estar presentes em todas as variáveis nomeadamente aquelas que estão directamente relacionadas com a topografia como as temperaturas, a pressão à superfície e a precipitação. A temperatura à superfície usada no modelo AVN é constante ao longo da simulação e resulta duma análise feita pelo NCEP's Climate Modeling branche.

A parametrização da convecção é feita de acordo com Pan e Wu (1995) e baseia-se no modelo de Arakawa-Schubert alterado por Grell mas substituindo o agregado de nuvens pela nuvem mais espessa. A parametrização da radiação é feita de acordo com um modelo multi-espectral desenvolvido por Chou (1992), este modelo calcula o balanço de radiação de curto comprimento de onda através do método de bandas múltiplas considerando a absorção e reflexão pelo vapor de água, ozono, dióxido de carbono e nuvens e calcula o balanço de longo comprimento de onda para o dióxido de carbono, ozono e vapor de água através de um método semelhante ao método da distribuição k. A parametrização da camada limite é feita de acordo com o Modelo MRF desenvolvido por Hong e Pan (1996) e a parametrização dos processos de superfície é feita de acordo com um modelo de duas camadas às profundidades de 0.1m e 1m descrito em Pan e Mahrt (1987).

De acordo com COMET (1998a) o modelo AVN apresenta as seguintes vantagens em relação a outros modelos globais: prevê primeiro a ciclogénese, 'preenche' melhor os ciclones e localiza melhor os ciclones e os anticiclones. De acordo com a mesma fonte os erros e enviesamentos deste modelo são: o enviesamento negativo da temperatura, a lentidão e excesso no aprofundamento do ciclone, a subestimação da espessura da camada entre os 1000 e os 500 mbar sobre os ciclones à superfície, a sobreestimação da extensão do festo Atlântico, o enviesamento positivo de humidade com sobreestimação da precipitação nos eventos de precipitação elevada e subestimação da precipitação de montanha, de lagos e de monções. Junker (1998) e Comet (1998a) referem ainda que o transporte de massas árticas pouco profundas de ar frio é demasiado lento devido às simplificações na representação do terreno.

4.2.2 Condições Iniciais

As variáveis que são necessárias para inicializar o MM5 e que vêm do Regrid são as duas componentes da velocidade horizontal, u e v , a temperatura, T , a humidade relativa e a altura geopotencial. Como este modelo é não hidrostático também têm que se inicializar a velocidade vertical e a perturbação da pressão. A velocidade vertical é inicializada integrando verticalmente a divergência da velocidade horizontal.

De acordo com Dudhia (2001) as perturbações das condições iniciais diminuem com o tempo de simulação pelo que um refinamento das condições iniciais é particularmente importante para as previsões mais curtas.

Langland e outros (1999) fizeram um estudo sobre o impacto da assimilação de dados nas condições iniciais do Oceano Pacifico Norte nas previsões meteorológicas da Costa Ocidental da América do Norte, durante um período de dois meses, e concluíram que, neste caso, os erros de previsão para 48 horas são reduzidos cerca de 10%.

Langland e outros (2002) estudaram a sensibilidade da previsão de ciclones extratropicais às condições iniciais e o crescimento dos erros ao longo do tempo. Neste artigo fazem uma pequena revisão de estudos que avaliaram a sensibilidade às condições iniciais, referindo Rabier e outros (1996), e Hello e outros (2000), que concluem que existe maior sensibilidade às condições iniciais em zonas baroclinicas nomeadamente nos ciclones. No caso da tempestade de 25 de Janeiro de 2002 na costa leste dos EUA, estudado por Langland e outros (2002), uma melhoria das condições iniciais permitiu uma redução de 75% dos erros na previsão das 72 horas. Os mesmos autores afirmam que erros, da ordem de centenas de km na determinação da posição de um ciclone, podem resultar de erros nas condições iniciais da temperatura e do vento da ordem, respectivamente, de poucos °C e de poucos m/s. Weygandt e outros (2002) afirmam que a evolução de tempestades depende criticamente das condições iniciais de humidade.

O refinamento das condições iniciais pode ser estático ou resultar da assimilação de dados ao longo do tempo num período anterior à previsão meteorológica. Isto altera os erros produzidos pelas condições fronteira de dois modos opostos: permite que os erros das fronteiras se propaguem para mais perto do centro do domínio antes do início da simulação mas por outro lado permite que a assimilação de dados corrija parcialmente estes mesmos erros. A assimilação de dados que apresentaremos em seguida é estática.

4.2.2.1 Assimilação de dados

Estações	Variáveis			Periodicidade							
				Manhã				Tarde			
	T	T _d	P	0	3	6	9	0	3	6	9
Bragança	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Portalegre	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Castelo Branco	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Penhas Douradas	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Vila Real	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Beja 1	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Beja 2	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Coimbra	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Viana do Castelo	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Sines	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Lisboa 1	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Lisboa 2*	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Sintra	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Tancos	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Monte Real	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Evora	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Porto 1	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Porto 2*	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Faro*	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Ovar	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Montijo	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Sagres	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Viseu	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x

Tabela 8 – Estações de superfície Meteorológicas em Portugal (T: temperatura, T_d: temperatura de orvalho; P: Pressão). * Periodicidade horária

Estações	Variáveis							Periodicidade
	T	T _d	P	φ	V _d	V		
Funchal (Madeira)	x	x	x	x	x	x	x	2 x ao dia
Lajes (Açores)	x	x	x	x	x	x	x	1 x ao dia
Lisboa	x	x	x	x	x	x	x	2 x ao dia

Tabela 9 – Radiosondagens em Portugal

A assimilação de dados é importante porque permite melhorar as condições iniciais para os diferentes domínios. A qualidade das condições iniciais que vêm do AVN estão restritas ao facto da densidade das estações na zona abrangida pelos nossos domínios ser menor que no resto da Europa e ao facto das condições iniciais para os domínios de resolução de 27 e de 9 km serem obtidas por interpolação dos dados AVN com 80 km de resolução.

Para a assimilação de dados considerámos as estações de superfície e as radiosondagens de Portugal, Espanha, França, Marrocos e Argélia. Fez-se um programa que junta estas observações para as zero horas e as põe num formato standard ingerido pelo MM5. A assimilação de dados foi feita para os três domínios. Seria desejável que no futuro houvessem observações de navios ou aviões feitas no Atlântico que pudessem ser assimiladas devido à escassez de informação nesta área.

A assimilação de dados no MM5 pode ser feita através do método de Cressman ou do método da interpolação multiquadrática. Nuss e Titley (1994) comparam o desempenho destes dois métodos na assimilação de dados meteorológicos. Foram considerados 5 casos típicos: o primeiro e o segundo com respectivamente 150 e 25 observações distribuídas aleatoriamente com uma densidade de probabilidade uniforme, o terceiro com 150 observações com uma densidade alta numa metade do domínio e baixa na outra (terra-mar), o quarto com 150 observações distribuídas por determinadas zonas com intervalos entre elas (satélite), e o quinto 150 observações que descrevem um percurso (avião). Para cada caso foram gerados 100 conjuntos de observações. O método de Cressman apresenta erros quadráticos médios 1.5 a 5 vezes maiores do que o método da interpolação quadrática para todos os casos estudados com excepção do avião para o qual o método de Cressman apresenta resultados quase tão bons como o método da interpolação multiquadrática. O aumento dos erros ao passar de um universo de 150 observações para 25 é menor no método da interpolação multiquadrática do que no método de Cressman o que indica que o método da interpolação multiquadrática é bastante bom para um conjunto pequeno de observações. Também de acordo com Nuss e Titley (1994) este método ajusta-se bastante bem às observações mesmo com suavização sem produzir fenómenos artificiais entre as observações. O principal resultado obtido é que o método da interpolação multiquadrática apresenta resultados sistematicamente melhores que o método de Cressman e portanto será o método que vamos usar na assimilação de dados apesar de devido a só recentemente ter sido incorporado no MM5 ser o método menos testado.

O método da interpolação quadrática modela para cada variável, y , o campo, $H(y)$, que representa o erro da variável y em função da sua localização x . O erro para uma dado ponto x é dado pela diferença entre o valor real, y_E , e o valor estimado pelo modelo AVN, y_M , para esse ponto. Nuss e Titley (1994) apresentam a equação de interpolação para um campo unidimensional com N observações,

$$y_E - y_M = H(y) = \sum_{i=1}^N \alpha_i Q(x - x_i)$$

(149)

em que x_i é a posição de um ponto do campo onde há uma observação, x é a posição do ponto y , α_i são pesos e Q é uma função hiperbólica dada por,

$$Q(x - x_i) = - \left(\frac{|x - x_i|^2}{c^2} + 1.0 \right)^{1/2},$$

(150)

onde c é uma constante arbitrária. Nuss e Titley (1994) estimam para este parâmetro um valor óptimo de 0.1 apesar de afirmarem que o método é bastante robusto.

Os coeficientes α_i são calculados resolvendo o seguinte sistema de equações linear, em que x_j é uma

localização onde existem observações,

$$y_{o_j} - y_{m_j} = \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_i Q(x_j - x_i)$$

(151)

em que, $y_{o_j}^j$ é o valor observado em x_j , $y_{m_j}^j$ o valor interpolado do modelo AVN para x_j , e x_i são localizações de pontos onde existem observações. O sistema de equações linear corresponde a

$$\begin{bmatrix} -1 & Q(x_1 - x_2) & Q(x_1 - x_3) & \dots & Q(x_1 - x_N) \\ Q(x_2 - x_1) & -1 & Q(x_2 - x_3) & \dots & Q(x_2 - x_N) \\ Q(x_3 - x_1) & Q(x_3 - x_2) & -1 & \dots & Q(x_3 - x_N) \\ \dots & & & & \\ \dots & & & & \\ Q(x_N - x_1) & Q(x_N - x_2) & Q(x_N - x_3) & \dots & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1 \\ \mathbf{a}_2 \\ \mathbf{a}_3 \\ \dots \\ \dots \\ \mathbf{a}_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{O1} - y_{M1} \\ y_{O2} - y_{M2} \\ y_{O3} - y_{M3} \\ \dots \\ \dots \\ y_{ON} - y_{MN} \end{bmatrix}.$$

(152)

Ao contrário do Método de Cressman que corrige só alguns dos valores modelados, o método da interpolação quadrática corrige o campo todo. Analisando o sistema de equações dado por (152) podemos concluir que os valores de \mathbf{a}_i aumentam com a razão entre o erro do ponto j e a distância ao ponto i ao ponto j .

As observações são avaliadas antes de serem assimiladas. Os testes de avaliação de qualidade existentes no MM5, descritos em Grell e outros (1995), são controlados pelo utilizador. Os primeiros testes realizados são os testes verticais aplicados às radiosondagens e que quando activados ajustam os perfis de temperatura de modo a removerem as camadas superadiabáticas e removem os picos nos perfis de vento, temperatura e temperatura de orvalho. Activamos este teste porque as camadas superadiabáticas (atmosfera 1 na Figura 5) devido à sua instabilidade são raras e geralmente restringem-se a uma camada fina junto ao solo em dias de calor intenso. Seguidamente são aplicados testes que comparam a diferença entre uma observação e o valor estimado para um ponto, com a média pesada, tendo em consideração a distância entre pontos, das diferenças dos pontos vizinhos. Se a diferença entre os dois valores referidos exceder um certo valor a observação é desprezada. Grell e outros (1995) aconselham este teste para zonas em que a rede de observações é extensa. Devido aos nossos domínios incluírem o Oceano Atlântico e o Mediterrâneo não aplicamos este teste. Os últimos testes a serem aplicados avaliam a qualidade das observações pela diferença entre o seu valor e o valor estimado pelo AVN, recusando-as se esta diferença exceder um certo valor que é controlado pelo utilizador. Aplicámos este teste mas como consideramos que a fiabilidade das observações assimiladas é maior que os resultados da interpolação do AVN estipulámos valores elevados para estas diferenças.

Em seguida apresentamos para o dia 27 de Setembro de 2002 as condições iniciais de temperatura e humidade relativa com e sem assimilação de dados. Analisando estes dois mapas (Figura 19) constatamos que as condições meteorológicas que resultam da assimilação de dados são mais secas e mais quentes, o que era esperado, pois, de acordo com a revisão bibliográfica feita, o modelo

AVN apresenta enviesamentos para condições mais frias e mais húmidas. A assimilação de dados também permite obter uma análise inicial mais detalhada que provavelmente não é capturada nas condições iniciais dadas pelo AVN devido à sua resolução mais grosseira. Os dados da Figura 20 referentes ao domínio maior já não permitem tirar conclusões tão óbvias em relação à humidade relativa que nuns sítios (oceano) aumenta e noutros (terra) diminui com a assimilação de dados.

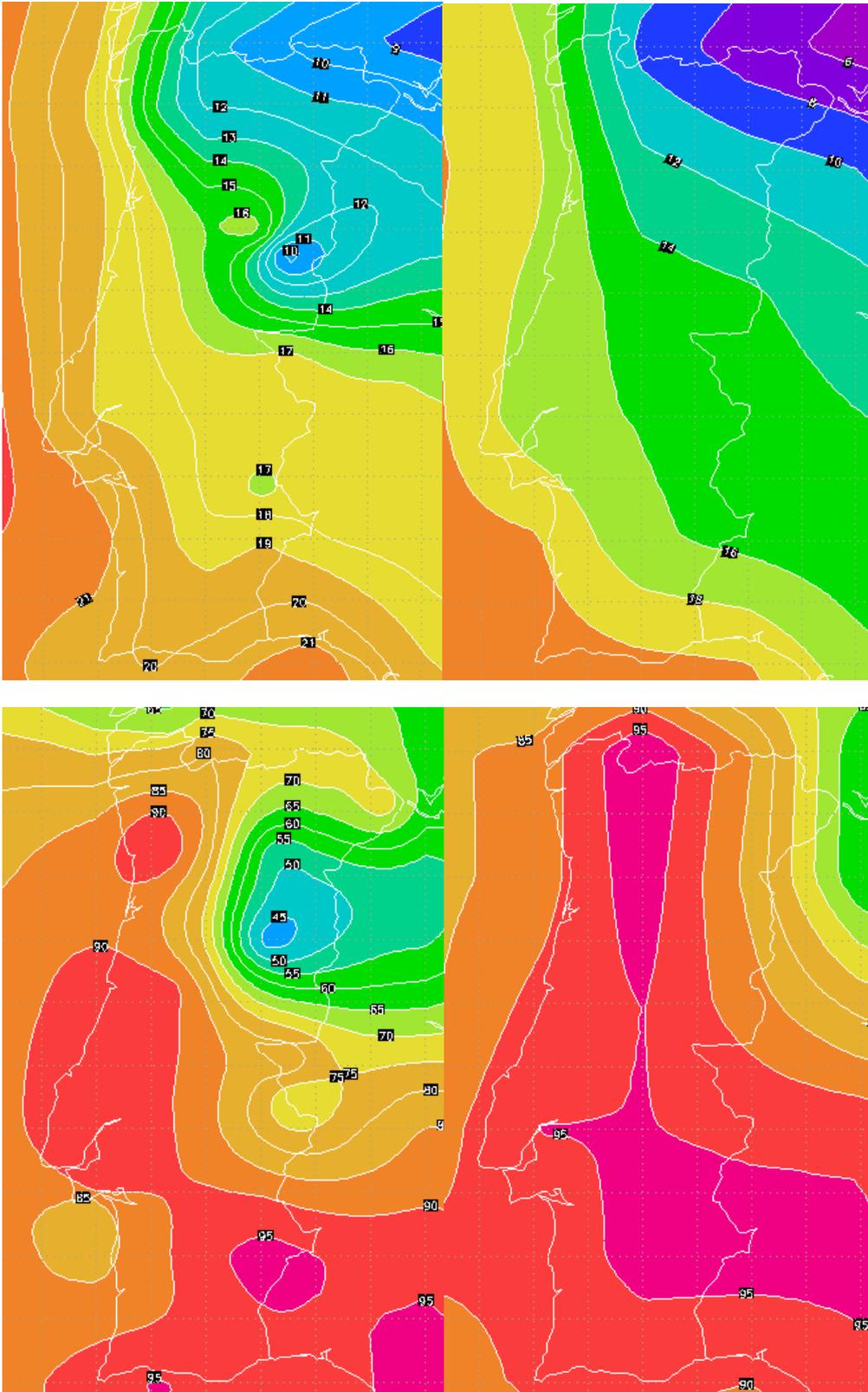


Figura 19 – Mapas da temperatura (em cima) e humidade relativa (em baixo) a 0.996 sigma às 12 horas do dia 27 de Setembro de 2002 para o domínio 3 (9 km). O mapa da direita corresponde aos dados AVN interpolados e o da esquerda aos dados AVN interpolados e corrigidos devido à assimilação de dados.

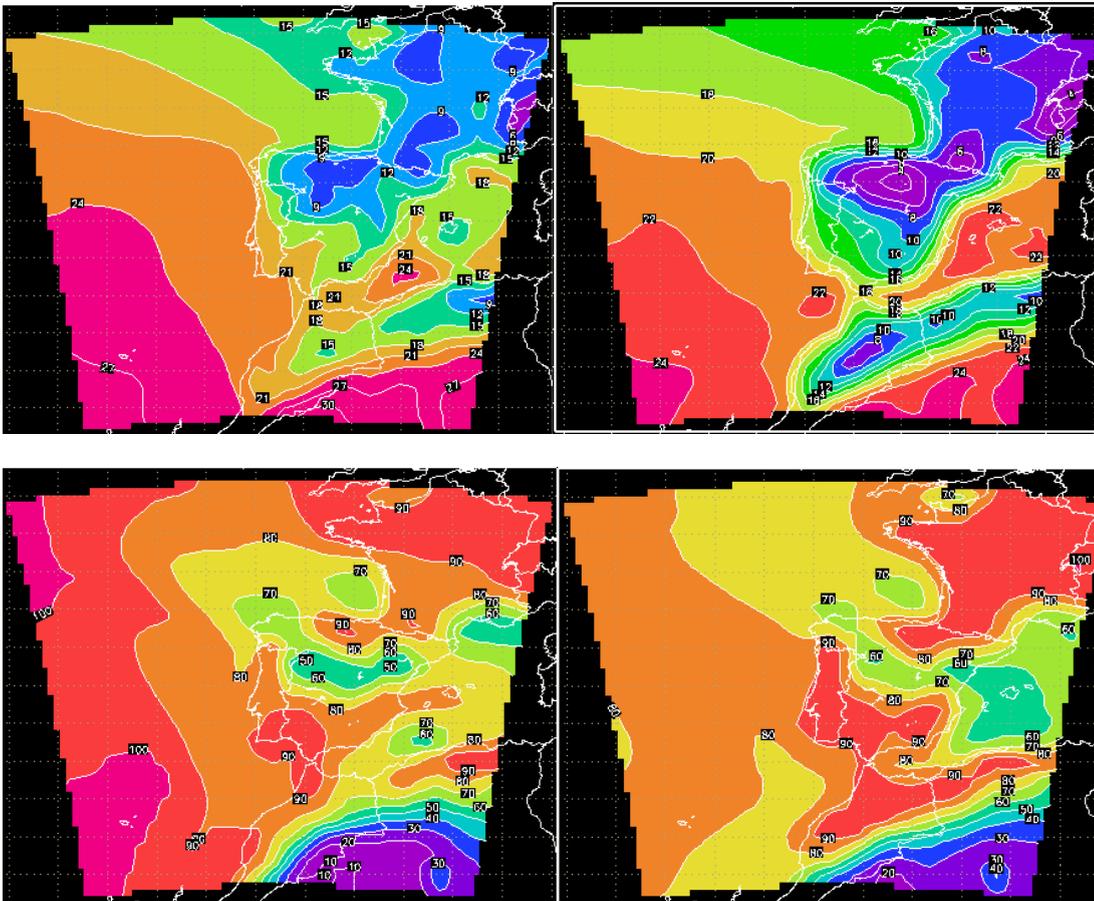


Figura 20 – Mapas da temperatura (em cima) e humidade relativa (em baixo) a 0.996 sigma às 12 horas do dia 27 de Setembro de 2002 para o domínio 1 (81 km). O mapa da direita corresponde aos dados AVN interpolados e o da esquerda aos dados AVN interpolados e corrigidos devido à assimilação de dados.

4.2.3 Condições Fronteira

Foram feitos vários estudos para determinar analisar a influência das condições fronteira compilados por Warner e outros (1997) que se apresentam de seguida.

Baumhefer and Perkey (1982) analisaram os resultados obtidos para o campo de pressões a 6 km em quatro cenários: um subdomínio de 1 malha com uma resolução de 2.5° lat-lon, um subdomínio de 1 malha com uma resolução de 5°, 2 malhas sendo a maior com uma resolução de 5° e a mais pequena (subdomínio) com uma resolução de 2.5° e as duas malhas com uma resolução de 2.5°. Utilizaram o primeiro cenário como cenário de referência. Todas as malhas tinham a mesma estrutura vertical e as mesmas parametrizações físicas. As conclusões obtidas foram: os erros propagam-se depressa nas latitudes altas e médias com uma velocidade aproximada de 20° a 30° de longitude por dia e propagam-se principalmente das fronteiras a norte e a oeste, e os maiores erros estão associados a zonas da fronteira com maiores gradientes. Os erros propagam-se mais devagar nas latitudes mais baixas porque as condições são mais barotrópicas e o fluxo na fronteira mais lento. Nas médias e altas latitudes os erros propagam-se mais devagar no Verão do que no Inverno pelas mesmas razões.

Treadon e Peterson (1993) analisaram a altura dos 500hPa em 5 domínios em que a razão entre áreas consecutivas é de $\frac{1}{2}$ e a resolução (40 e 80 km) e as parametrizações físicas são as mesmas. O domínio maior têm 5000 km de lado e o mais pequeno 1300 km. As conclusões principais obtidas foram: quanto maior o domínio menor o erro e maior a taxa de aumento do erro com o tempo. Para cada domínio o erro aumenta primeiro linearmente e depois estabiliza o que corresponde às fases em que o erro está a avançar pelo domínio e seguidamente já contaminou todo o domínio. Outra conclusão importante deste estudo foi que os fenómenos meteorológicos de pequena escala só se desenvolvem num domínio quando os mecanismos forçadores são locais a esse domínio.

Dickinson e outros (1988) analisaram a precipitação obtida com o MM4 para 3 domínios em que a razão entre as áreas era de 1:3:9. A fronteira do domínio maior estava a 1200 km do evento, a do domínio intermédio a 600 km e a outra bastante perto do evento. A conclusão principal foi que o campo de precipitação é muito sensível à distância das fronteiras sendo os resultados obtidos do domínio maior e do mais pequeno muito diferentes. Os resultados obtidos entre o domínio maior e o intermédio são semelhantes.

Baumhefer and Perkey (1982) afirmam que os erros gerados pelas condições fronteira são tão importantes para a qualidade dos resultados obtidos que previsões obtidas com uma malha mais grosseira e um modelo mais simples podem ser melhores do que previsões duma malha aninhada com maior resolução e um modelo mais complexo. As diferentes fontes de erro nas condições fronteira são enumeradas em seguida.

As condições fronteira são obtidas para intervalos de 6h (caso actual dos dados recebidos do AVN) ou 12h sobre o domínio pretendido e geralmente é assumido que as variáveis variam linearmente em cada intervalo de tempo. Duhia (2001) afirma que a interpolação no tempo gera erros e que não deve ser inferior às escalas temporais dos fenómenos que passam na fronteira.

A resolução espacial é geralmente da ordem de 1 (100 km) ou 2.5 graus (200 km). Duhia (2001) faz notar que esta resolução espacial grosseira gera erros na interpolação para a malha do modelo e não permite que fenómenos de dimensão inferior entrem no modelo. O caso actual dos dados recebidos do AVN a resolução é de 1º grau o que para as nossas latitudes corresponde a cerca de 80 km.

As simulações no domínio não alteram os resultados obtidos para as condições fronteira (excepto em two-way) o que limita a evolução da simulação porque não permite a interacção entre o domínio e os fenómenos característicos de escalas maiores (Warner,1997).

Os modelos que produziram as condições fronteira correm num domínio maior, muitas vezes global, e por isso devido a restrições computacionais têm geralmente parametrizações físicas mais simples (Warner, 1997). O mesmo autor afirma que estas diferenças entre os dois modelos são responsáveis por gradientes que podem gerar ondas gravitacionais não-meteorológicas que se propagam para o interior do domínio. No MM5 o problema das ondas gravitacionais é minorado porque a fronteira tem duas zonas de modo a evitar gradientes elevados: a exterior em que os valores são impostos e uma zona interior em que o modelo relaxa para as condições fronteira.

As formulações numéricas das condições fronteira podem ser erradas ou então não serem apropriadas a todos os casos (Warner,1997).

4.2.3.1 Imposições das Condições Fronteira

Adoptámos para o domínio mais grosseiro, das parametrizações físicas disponíveis no MM5, as que

são mais semelhantes às das modelo AVN, ou seja, o modelo MRF para a camada limite e o modelo RRTM-Longwave para a radiação. Para a parametrização de cumulus o modelo mais semelhante é o Arakawa-Shubert, no entanto, não podemos utilizar esta parametrização porque a versão do MM5 que estamos a usar fica instável quando usamos diferentes parametrizações físicas de cumulus para os diferentes domínios, e por isso, fizemos a mesma opção para todos os domínios, ou seja, o modelo de Kain-Fritsch.

A resolução dos dados que fornecem as condições fronteira é de 1 grau (aproximadamente 80km) o que devido às razões apresentadas atrás condiciona o tamanho da malha mais grosseira do MM5 a aproximar-se desta ordem de grandeza. A resolução temporal do domínio mais grosseiro do MM5, devido a restrições impostas pelos métodos numéricos, é controlado pelo passo espacial e em segundos tem o valor de 1/3 do passo espacial em km.

No entanto este domínio é demasiado grosseiro para que se desenvolvam certos processos meteorológicos e para sentir a influência dos usos do solo e da topografia mais acidentada de modo que se fez uma pequena revisão bibliográfica de modo a determinar qual a resolução horizontal adequada para o domínio mais fino.

Mass e outros (2002) avaliam a importância da resolução horizontal na qualidade das previsões feitas. Apresentam um estudo feito com 2 anos de resultados de previsões obtidas com o MM5 para malhas com resoluções espaciais de 36 km, 12 km e 4 km grid para os Estados Unidos. As conclusões principais são que a qualidade das previsões de precipitação melhora com a passagem da resolução horizontal de 36 km para 12 km porque a malha de 36 km não define adequadamente os fenómenos associados à precipitação resultante de barreiras orográficas. No entanto a passagem de 12 para 4 km apresenta resultados mais difíceis de avaliar com excepção dos eventos de precipitação pesada a montante das montanhas nos quais os 4 km representam uma melhoria na qualidade. Estas conclusões estão de acordo com Zhang (2002) que concluiu que um aumento da escala horizontal para 10 km representa uma melhoria significativa nas previsões da quantidade de precipitação mas que uma resolução mais fina já não justifica o tempo computacional adicional.

Também de acordo com Mass e outros (2002) o erro na direcção do vento diminui cerca de 10 a 15° na passagem de 36 para 12 km e diminui só cerca de 1 a 2° na passagem para os 4 km. As previsões da temperatura melhoram um pouco na passagem dos 36 para os 12 km e são similares entre os 12 e os 4 km.

Os mesmos autores afirmam que uma resolução elevada (< 10 km) é especialmente importante para convecção forçada intensa como é por exemplo a convecção associada a topografia acidentada ou a frentes e para circulações diurnas ou orográficas.

A importância de se usarem pelo menos dois domínios com resoluções horizontais respectivamente de cerca de 80 e 10 km ficou expressa atrás. No MM5 a ligação entre domínios pode ser feita de duas maneiras: a informação passa só no sentido domínio maior - domínio aninhado (one way nest) ou a informação passa em simultâneo nos dois sentidos (two way nest). No primeiro caso as simulações para o domínio maior são feitas primeiro com uma dada resolução espacial e temporal e são usadas posteriormente como condições fronteira para um domínio mais pequeno. Este esquema é computacionalmente mais eficiente mas devido a razões referidas gera mais erros. No segundo caso os domínios correm em simultâneo, e em cada passo no tempo, as condições fronteira são fornecidas ao domínio mais pequeno e o domínio maior actualiza o valor das suas variáveis com os resultados mais precisos do domínio mais pequeno. É computacionalmente mais ineficiente mas nas fronteiras os resultados dos dois domínios estão mais de acordo (Dudhia, 2001).

O aninhamento two-way-nest decorre do seguinte modo: a malha grosseira corre um tempo, os valores são interpolados para a malha fina no espaço e no tempo, em seguida a malha fina corre o número de passos no tempo que totalizam um passo no tempo da malha grosseira e retorna estes valores para a malha grosseira que actualiza os valores no seu interior usando estes resultados. Por fim a malha grosseira atenua os gradientes criados nas fronteiras (Grell, 1995).

No MM5 de modo a minimizarmos os erros optámos por utilizar sempre interacção simultânea entre domínio-mãe e domínio filho. O facto de optarmos por usar two-way nesting, o que obriga a que a razão de resoluções seja $\frac{1}{3}$, e a termos que ter dois domínios com resoluções de cerca de 80 e 10 km, levou-nos à opção de trabalharmos com três domínios com as resoluções de 81, 27 e 9 km.

O domínio mais fino inclui o território que nos interessa mais e que é Portugal Continental mas considera a fronteira um pouco afastada de modo a que fenómenos de previsão que só são resolvidos nas escalas mais finas e por isso só são produzidos neste domínio tenham tempo para se desenvolver através da sua interacção com o terreno. Dudhia (2001) afirma que as perturbações das condições fronteira controlam o desenvolvimento da previsão à medida que são transportadas advectivamente para o interior do modelo, de modo que o tamanho ideal do domínio maior, seria tal, que para o tempo desejado de simulação, a velocidade de propagação dos fenómenos que passam na fronteira, não permitisse que estes atinjam o domínio mais fino no tempo de previsão que considerámos ser 72 horas.

Warner e outros (1997) propõe com base no estudo de Baumhefner e Perkey (1982) como velocidade de propagação para latitudes médias no Inverno 30 m/s e no Verão 15 m/s. Considerando o nosso tempo de previsão isto obrigaria que as fronteiras do domínio 1 estivessem a uma distância de 7776 km das fronteiras de Portugal. Considerando que o domínio 1 tem uma malha de 81 km isto implicaria um número de pontos de aproximadamente 195×202 pontos o que é inaceitável em termos de tempo computacional para previsões em tempo real. O que decidimos então fazer foi calcular o tamanho dos domínios em função do tempo razoável de cálculo nos meios de que dispúnhamos para previsão em tempo real. De qualquer modo evitámos colocar as fronteiras em zonas em que existem elevadas acelerações ou gradientes, como por exemplo, zonas de topografia complexa, e tentámos tornar interior ao domínio mais fino zonas de forte forçamento local, de modo a diminuirmos a importância das condições fronteira.

4.2.4 Dados do NCEP/NCAR Reanalysis

Os dados do modelo AVN não permitem que se façam análises climatológicas e meteorológicas do passado porque só estão disponibilizados diariamente o que punha em causa o nosso objectivo futuro de construir uma base de dados climatológicos para Portugal. Esta base de dados nacional permitirá avaliar de modo mais correcto e mais direccionado para utilizadores específicos, como por exemplo agricultores e decisores públicos, o impacto de alterações climáticas no território português.

O projecto denominado 'reanalysis' do NCEP e do NCAR produziu um conjunto de dados globais que abrange mais de 50 anos e que resultaram da assimilação de observações das seguintes proveniências: radiosondas em altitude, satélites, aviões, navios e terra, etc. Estes dados foram sujeitos a testes de controlo de qualidade e assimilados num modelo de previsão meteorológica. O sistema global de assimilação de dados e o modelo mantêm-se inalterados para os 50 anos o que permite que os dados resultantes sejam coerentes entre si, o que é uma característica muito importante para estudos de variabilidade climática.

Os dados do NCEP/NCAR Reanalysis estão disponíveis na NET pelo NOAA-CIRES Climate

Diagnostics Center, Boulder, Colorado. Estes dados têm uma cobertura espacial global e abrangem o período que decorre de 1948 a 2000 de 6 em 6 horas. Estes dados são dados para 17 níveis de pressão e para a superfície numa grelha de 2.5 graus latitude × 2.5 graus longitude. Os níveis de pressão são: 1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 e 10 hPa.

A pressão ao nível do mar está na mesma grelha de 2.5 graus latitude × 2.5 graus longitude. Os outros dados medidos à superfície, nomeadamente, a temperatura (a 30 cm do solo), as duas componentes horizontais do vento (10 metros) estão numa grelha Gaussiana T62 que corresponde aproximadamente a 1.904 graus latitude × 1.875 graus longitude.

A qualidade e fiabilidade destes dados, avaliada por Kalnay e outros (1996) e Kistler e outros (2001), é apresentada em seguida. Os dados produzidos pelo reanalysis estão classificados em três classes: A, B e C. As variáveis do tipo A, são as variáveis mais influenciadas pelas observações e por isso as mais fiáveis, incluindo-se nesta categoria: a temperatura nos níveis de pressão, a altura geopotencial nos níveis de pressão, as velocidades do vento nos níveis de pressão e a pressão ao nível do mar. As variáveis do tipo B, nas quais se incluem a humidade relativa nos níveis de pressão, a temperatura à superfície e as velocidades a 10 metros, são 'igualmente' influenciadas pelas observações e pelo modelo de previsão meteorológica. As variáveis do tipo C são completamente determinadas pelo modelo. Na escolha das variáveis que utilizámos tentámos maximizar as variáveis do tipo A e excluímos as variáveis do tipo C o que nos permite ter mais confiança nos dados de partida e maior controlo sobre os resultados obtidos.

Variável	Níveis Verticais	Lat × Lon	Tempo	Qualidade
Temperatura	17 níveis de pressão*	2.500 × 2.500	6h em 6h	A
Altura Geopotencial	17 níveis de pressão*	2.500 × 2.500	6h em 6h	A
Humidade Relativa	17 níveis de pressão*	2.500 × 2.500	6h em 6h	B
Velocidade U	17 níveis de pressão*	2.500 × 2.500	6h em 6h	A
Velocidade V	17 níveis de pressão*	2.500 × 2.500	6h em 6h	A
Temperatura	30 cm	1.904 × 1.875	6h em 6h	B
Pressão	Nível do mar	2.500 × 2.500	6h em 6h	A
Velocidade U	10 metros	1.904 × 1.875	6h em 6h	B
Velocidade V	10 metros	1.904 × 1.875	6h em 6h	B

Tabela 10 – Variáveis usadas. *1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 e 10

Os dados estão disponibilizados em formato NetCDF (Net Common Data Form) e tem associados uma biblioteca de unidades denominada Unidata. Este formato tem associado uma biblioteca de procedimentos que podem ser acedidos do fortran e que permitem ir buscar os dados que forem necessários.

O programa que recebe e interpola as análises meteorológicas no MM5 é o REGRID. O pregrid que tem como objectivo por os dados num formato standard aceite pelo regridder não está preparado para aceitar dados em formato NetCDF e por isso isto usando como base dois programas existentes, um que lia os arrays de dados dos ficheiros acima mencionados e outro que lia no formato intermédio produzido pelo pregrid, desenvolvemos um programa que usando a biblioteca do NetCDF lê toda a informação necessária dos ficheiros NetCDF e a escreve para ficheiros com o formato standard exigido pelo regridder. Isto permitiu disponibilizar os dados do Reanalysis para processamento pelo sistema de modelação MM5.

5 Resultados da Previsão Meteorológica

A previsão meteorológica em tempo real, que está disponibilizada na NET desde Janeiro de 2002, está desde 5 de Abril do mesmo ano com a configuração apresentada na Tabela 11, e os domínios representados na Figura 21, doravante designada por configuração I. A partir do início de Outubro de 2002 começou a usar-se em regime experimental a configuração designada por configuração II que resultou das conclusões apresentadas nos capítulos anteriores (Tabela 12 e Figura 21). Nesta configuração as condições iniciais resultam duma assimilação de dados de superfície e de radiosondagens e a altimetria e usos do terreno para Portugal Continental estão melhorados (Figura 16 e Figura 18).

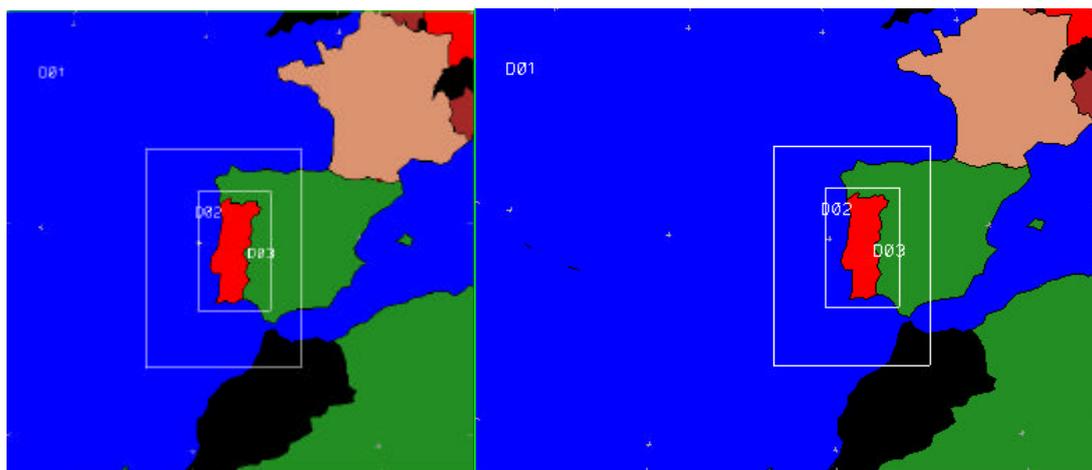


Figura 21 – Domínios da CONFIGURAÇÃO I (usada no nosso site da NET a partir de 5 de Abril de 2002) e da CONFIGURAÇÃO II (em regime experimental a partir de Outubro de 2002)

Configuração I - 3 malhas com 23 níveis verticais			
Número de pontos – Configuração I	31 X 31	43 X 31	70X43
Tamanho da malha (km)	81	27	9
Passo no tempo (segundos)	243	81	27
Aninhamento		Two – way	Two-way
Resolução do terreno	10 min (~19km)	5 min (~9km)	30 s (~1km)
Parametrização de cumulus	Grell	Grell	Grell
Camada Limite	MRF	MRF	MRF
Humidade Explícita	Gelo Simples	Gelo simples	Graupel
Radiação	Nuvens	Nuvens	Nuvens
Temperatura no solo	5 camadas	5 camadas	5 camadas

Tabela 11 – Definição da configuração I

Configuração II - 3 malhas com 33 níveis verticais			
Número de pontos– Configuração II	41 X 31	43 X 31	70X43
Tamanho da malha (km)	81	27	9
Passo no tempo (segundos)	243	81	27
Aninhamento	Two – way		Two-way
Resolução do terreno	10 min (~19km)	5 min (~9km)	30 s (~1km)
Parametrização de cumulus	Kain-Fritsch ⁶	Kain-Fritsch	Kain-Fritsch
Camada Limite	MRF	MRF	MRF
Humidade Explícita	Gelo Simples	Schultz	Schultz
Radiação	RRTM – Longwave	RRTM - Longwave	RRTM – Longwave
Temperatura no solo	5 camadas	5 camadas	5 camadas

Tabela 12 - Definição da configuração II

A análise de resultados será feita em duas partes, em primeiro lugar faremos uma análise dos resultados obtidos pela Configuração I desde Abril de 2002 e seguidamente uma comparação entre os resultados obtidos pelas duas configurações para 18 dias do mês de Outubro.

Os únicos dados de observações que temos desde Abril são os dados dos METAR's apresentados na Tabela 13 cedidos pelo National Weather Service (E.U.A). Desde a mesma altura também temos dados de observações do Instituto de Meteorologia disponíveis na Net mas a intervalos de tempo muito irregulares (embora ultimamente o serviço do IM tenha melhorado) e por isso não foram considerados. O Instituto de Meteorologia também tem disponíveis dados de 10 em 10 minutos para muitas estações mas estes dados são pagos e por isso não foram utilizados. Foram desenvolvidos programas em Fortran para descodificar, compilar e juntar estes dados aos dados produzidos pelo MM5.

⁶ Neste domínio a parametrização escolhida é a de Arakawa-Shubert mas o modelo apresenta problemas com a escolha para este domínio de uma parametrização diferente da usada nos domínios interiores quando esta última é a de Kain-Fritsh.

Estações	Variáveis							Periodicidade
	T	T _d	Prec	P	Nuvens	V _d	V	
Santa Maria (Açores)	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Flores (Açores)	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Faro	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Funchal (Madeira)	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Horta (Açores)	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Lajes (Açores)	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Ponta Delgada (Açores)	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Porto	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Porto Santo (Madeira)	x	x	x	x	x	x	x	Horário
Lisboa	x	x	x	x	x	x	x	Horário

Tabela 13 – Estações de superfície Meteorológicas em Portugal em aeroportos (T: temperatura, T_d: temperatura de orvalho; Prec: precipitação qualitativa; Nuvens: altura das nuvens e percentagem; V_d: direcção do vento e V: velocidade do vento).

As variáveis que foram comparadas são a temperatura a 2 metros de altura, a humidade relativa a dois metros de altitude, a pressão ao nível médio do mar e a velocidade e magnitude do vento a 10 metros de altura.

Os dados produzidos pelo MM5 são: temperatura a 2m, T , componentes u e v da velocidade do vento a 10 metros, razão de mistura a 2 metros, w , precipitação convectiva e não convectiva, pressão de referência, P^* e perturbação da pressão, P' .

A pressão é calculada a partir de P^* e de P' utilizando a equação (30).

As componentes u (direcção Este) e v (direcção Norte) da velocidade do vento foram transformadas em magnitude e ângulo em relação ao Norte.

Para os dados relativos à quantidade de água presente na atmosfera serem comparáveis reduzimos quer a razão de mistura do modelo, quer a temperatura de orvalho das estações meteorológicas de superfície à quantidade mais frequentemente usada: humidade relativa. A humidade relativa definida na equação (86) é a razão entre a razão de mistura e a razão de mistura de saturação.

A razão de mistura de saturação é dada por uma equação análoga à da razão de mistura, equação (85), mas substituindo a pressão parcial de vapor, e , pela pressão parcial de vapor de saturação, e_s ; que se pode calcular com a temperatura através da equação de Clausius Clapeyron, (94).

A temperatura de orvalho medida nas estações meteorológicas foi primeiro transformada em razão de mistura e depois em humidade relativa.

A temperatura de orvalho, T_d , é definida como sendo a temperatura que determinada massa de ar teria que ter para que a sua pressão parcial de vapor, e , coincida com a pressão parcial de vapor de saturação, e_s , de equilíbrio de fases:

$$e_s(T_d) = e.$$

(153)

Para relacionarmos a temperatura de orvalho com a razão de mistura para a superfície usámos as equações (94) e (107) e obtivemos,

$$6.11 \exp\left(19.83 - \frac{5417}{T_d}\right) = \frac{w}{w+\epsilon} P \Leftrightarrow$$

$$T_d = \frac{5417}{19.83 - \ln\left(\frac{w}{w+\epsilon} \frac{P}{6.11}\right)}$$

(154)

em que a temperatura está em kelvin e a pressão em mbar.

De modo a poderem ser comparadas as variáveis do modelo foram interpoladas para a localização da observação através de uma interpolação bilinear. Esta interpolação representa uma média dos quatro pontos envolventes ponderada com a distância a cada um deles. Esta interpolação representa uma diminuição da resolução devido a ser uma média. A pressão do modelo antes de ser interpolada para o lugar da observação foi corrigida para o nível médio do mar considerando a altitude do ponto e do facto de o valor dado pelo modelo ser para um nível sigma de 0.998.

5.1 Desempenho da Configuração I

Os parâmetros são o erro médio (modelo - observado), o erro médio absoluto e a raiz do erro quadrático médio. **Estes parâmetros são calculados por hora de previsão e por simulação de 72 horas e correspondem à média respectivamente dos valores por hora de previsão e por simulação ocorridos durante os 4 meses.** A análise por hora de previsão permitirá avaliar a qualidade dos resultados com a evolução do tempo e a análise por simulação permitirá avaliar a qualidade das simulações em situações meteorológicas diferentes.

O erro médio é importante porque permite analisar os desvios sistemáticos do modelo mas não permite quantificar o erro médio absoluto devido às compensações de valores positivos com valores negativos e por isso calculámos também este último. A raiz do erro quadrático médio dá mais peso aos valores de erro maiores e por isso em conjunto com o erro médio absoluto permite avaliar horas de simulação e simulações de 72 horas onde os erros são mais irregulares.

5.1.1 Hora de Previsão

Os resultados obtidos correspondem a alguns dias de Abril e de Maio de 2002 e aos meses de Junho, Julho, Agosto, Setembro de 2002.

Os erros médios das variáveis pressão, temperatura, humidade relativa e magnitude do vento exibem um comportamento com um período diário. Faro apresenta para todas as variáveis uma variação diária superior o que pode resultar de Faro estar perto de uma zona de relevo importante ao contrário de Lisboa e do Porto.

Os erros absolutos da temperatura, humidade relativa e pressão aumentam suavemente com o tempo de simulação e o erro absoluto da velocidade do vento mantém-se constante ao longo do tempo. Isto provavelmente resulta do facto do vento ser uma variável mais local e portanto menos influenciada pela diminuição de qualidade das condições fronteira.

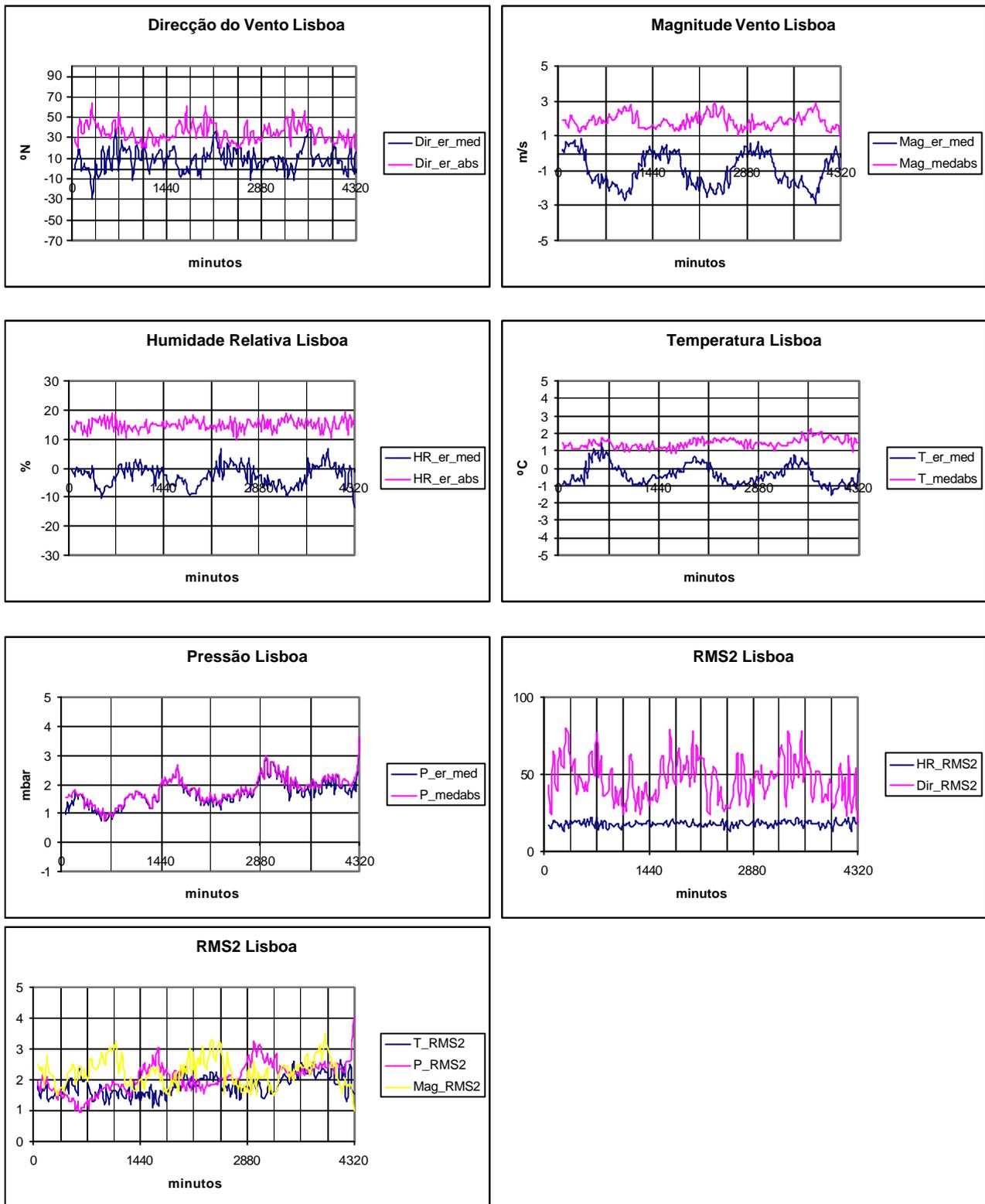


Figura 22 – Erro médio (modelo-observação), erro médio absoluto e erro quadrático médio (RMS) por hora de previsão das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros, e magnitude e direcção do vento a 10 metros para Lisboa.

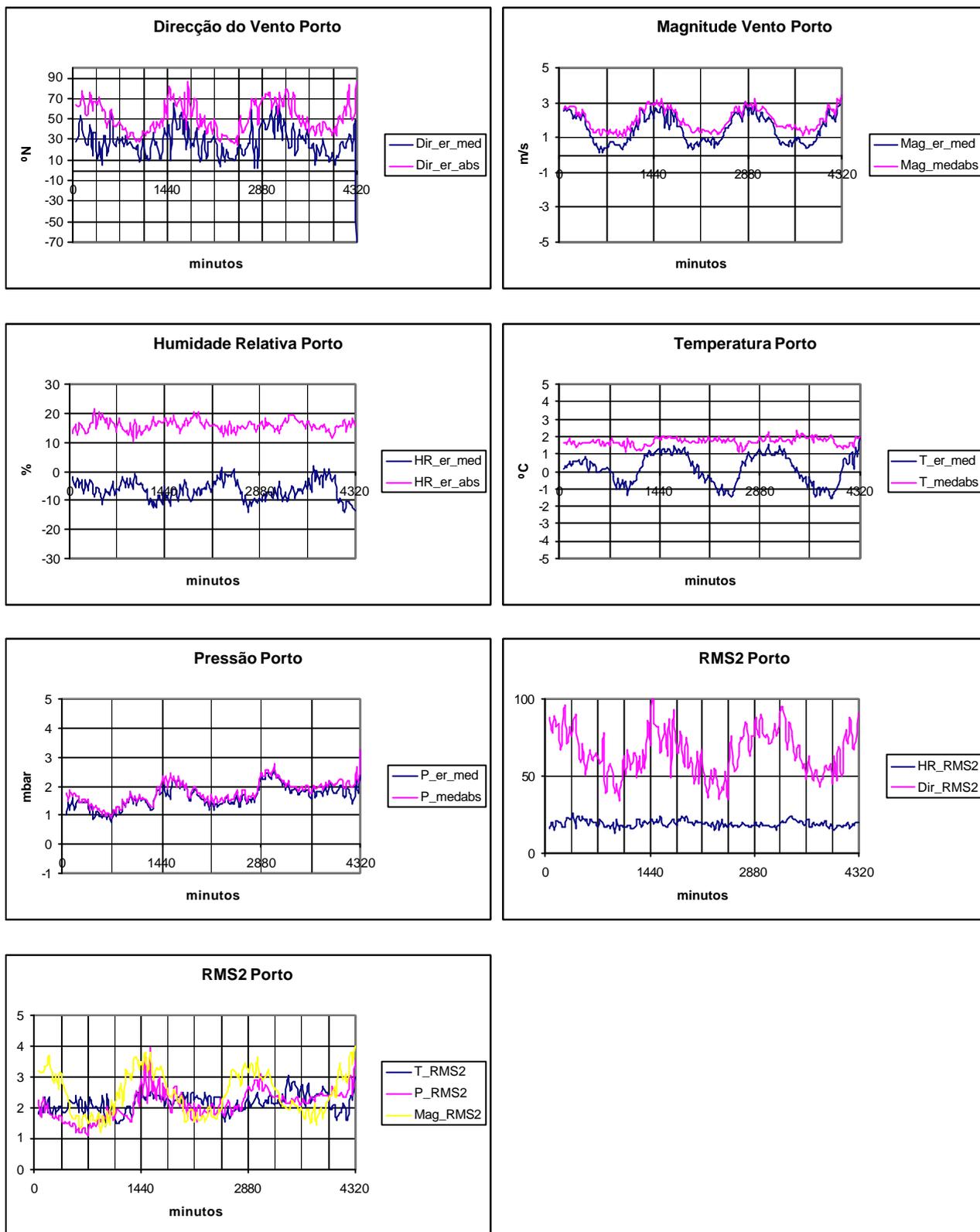


Figura 23 – Erro médio (modelo-observação), erro médio absoluto e erro quadrático médio (RMS) por hora de previsão das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros, e magnitude e direcção do vento a 10 metros para Porto.

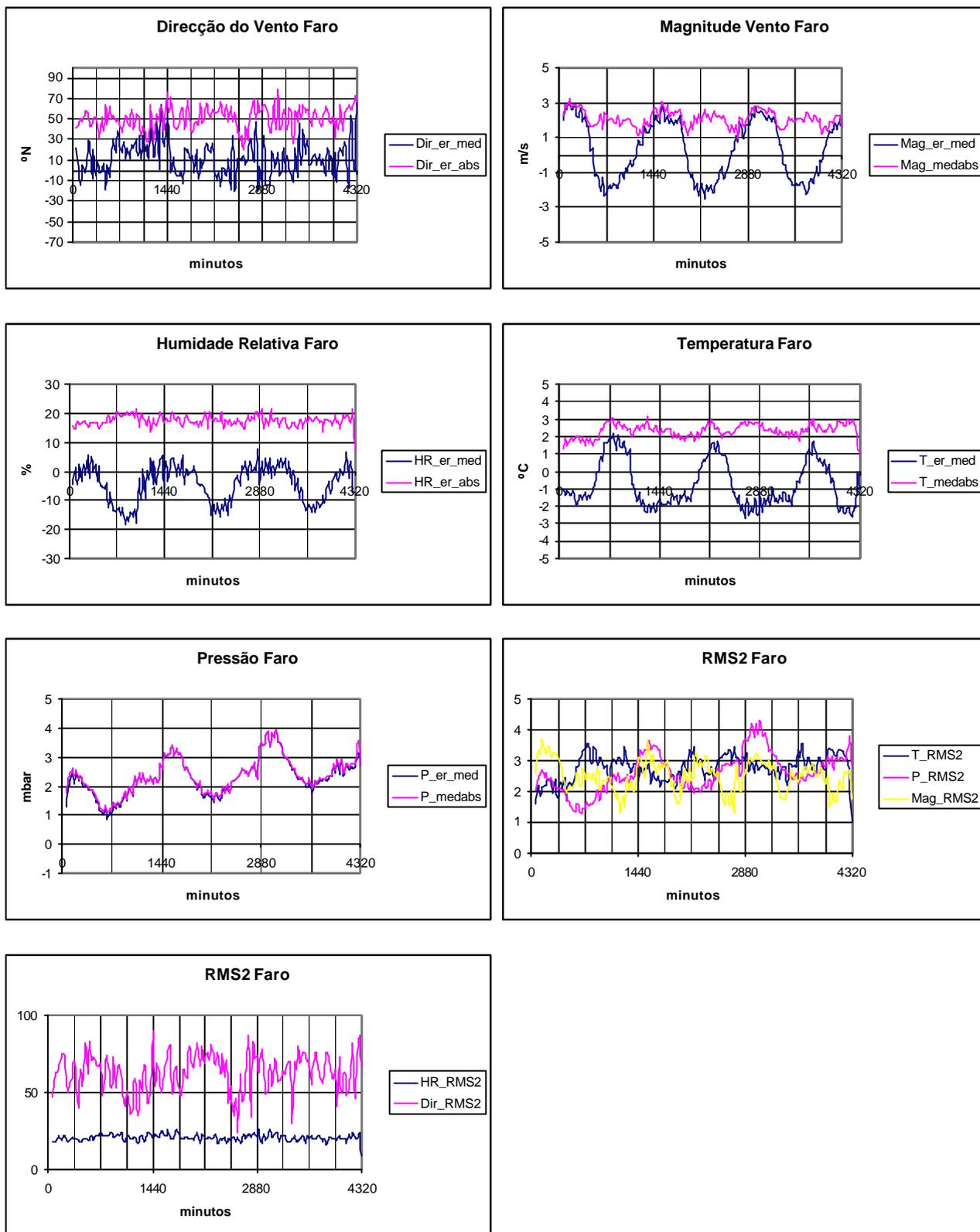


Figura 24 – Erro médio (modelo-observação), erro médio absoluto e erro quadrático médio (RMS) por hora de previsão das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros, e magnitude e direcção do vento a 10 metros para Faro.

Análise das temperaturas ao longo do tempo de simulação

Em Lisboa o erro médio absoluto da temperatura aumenta com a hora de previsão entre aproximadamente 1 e 2 °C sendo este aumento mais acentuado a partir das 36 horas. Em Faro o erro médio absoluto da temperatura é cerca de 2 °C para as primeiras 12 horas e depois varia entre de 2 a 3 °C. No Porto o erro médio é cerca de 1.5°C para as primeiras 24 horas e depois aumenta aproximadamente para 2°C.

O erro médio em Lisboa, Porto e Faro tem um comportamento oscilatório com um período aproximadamente diário. Em Faro o enviesamento é positivo durante o dia e negativo à noite, no Porto é exactamente ao contrário, sendo o enviesamento médio do dia positivo para o Porto e negativo para Faro. Em Lisboa o enviesamento médio das 72 horas é negativo sendo positivo só de manhã. Em Lisboa e em Faro o enviesamento tem uma tendência negativa ao longo do tempo.

Os erros quadráticos médios em Lisboa, Porto e Faro aumentam ligeiramente ao longo do tempo o que corresponde ao aumento do erro médio absoluto. Em Lisboa, Porto e Faro o erro quadrático médio segue qualitativamente e quantitativamente o erro absoluto, ou seja, existem poucas simulações em que o erro absoluto num dado instante seja muito maior que o erro médio absoluto para esse instante.

O comportamento do erro médio permite-nos concluir que a simulação da amplitude diária da temperatura em Lisboa e em Faro é maior do que a observada e no Porto é menor.

A temperatura da camada limite depende do aquecimento ou arrefecimento acumulado. O arrefecimento ocorre durante a noite. O fluxo de calor nocturno é aproximadamente constante ao longo da noite e o arrefecimento acumulado vai aumentando, sendo maior em noites de céu limpo do que em noites de céu nublado, neste último caso se a nebulosidade for variável, o fluxo de calor perdido também o é. O aquecimento ocorre durante o dia. O fluxo de calor diário é qualitativamente semelhante à radiação solar e por isso tem um comportamento sinusoidal atingindo o valor máximo ao início da tarde (Stull, 2000). O arrefecimento acumulado é maior de madrugada antes do nascimento do sol e o aquecimento acumulado é maior ao fim da tarde.

O aquecimento durante o dia resulta do ganho de energia devido à radiação solar ser superior à energia perdida através dos fluxos de calor latente (evaporação), calor sensível e de condução para o solo. O arrefecimento à noite resulta da perda de energia devido à radiação de longo comprimento de onda ser superior aos ganhos de energia que resultam dos fluxos de calor latente (condensação ou sublimação), do calor sensível e de condução do solo.

Em Lisboa o modelo prevê um aquecimento excessivo de manhã, apresentando um enviesamento positivo máximo às 11h, e um arrefecimento excessivo no resto do dia, apresentando um enviesamento negativo máximo por volta das 19h. Com o tempo de previsão o enviesamento tem uma tendência negativa. Em Faro apresenta um comportamento semelhante mas o máximo do aquecimento excessivo é ao meio dia e o mínimo por volta das 22-23h. No Porto o modelo prevê um arrefecimento deficiente à noite e um aquecimento deficiente à tarde e não se verifica um enviesamento tendencialmente negativo com o tempo.

Análise da Magnitude do Vento ao longo do tempo de simulação

Durante o dia a velocidade do vento é tipicamente constante em altura devido à mistura vertical e esta altura em que a velocidade é constante vai aumentando ao longo do dia. À noite a turbulência é menor permitindo que o atrito reduza as velocidades do vento e o perfil vertical é tipicamente um

perfil logarítmico. A velocidade do vento na camada limite controla a magnitude da turbulência: quanto maior a velocidade do vento maior a turbulência. O valor da turbulência controla a magnitude dos fluxos de calor latente e calor sensível.

O erro médio absoluto da magnitude do vento para as três cidades não aumenta de modo significativo ao longo do tempo de simulação. Para Lisboa e Faro o erro médio absoluto da magnitude do vento situa-se entre os 1 e 3 m/s. Para o Porto o erro médio absoluto tem um comportamento oscilatório diário apresentando valores de 1 m/s a meio do dia e valores de 3 m/s à noite.

O erro médio da magnitude do vento tem um comportamento oscilatório tal como o erro médio da temperatura tendo um valor mínimo durante o dia e máximo à noite. Em Lisboa o enviesamento é tipicamente negativo com excepção das primeiras horas de simulação com valores que variam entre os -1 e -3m/s durante o dia e valores que vão até a 0.5-1 m/s por volta da meia-noite. No Porto é tipicamente positivo com valores que variam entre os 0 e 1m/s durante o dia e valores que vão até a 3 m/s por volta da meia-noite. Em Faro o integral do erro médio para 24 horas é aproximadamente nulo com valores que variam entre os -1 e -3m/s durante o dia e valores que vão até a 3 m/s por volta das 2h da manhã. Estes erros médios provocam uma diminuição da amplitude diária da variação da velocidade do vento porque a velocidade do vento é maior durante o dia e menor à noite.

Durante o dia a velocidade do vento é subestimada em Lisboa e em Faro o que provavelmente contribui para uma turbulência simulada que é inferior à ocorrida e durante a noite a velocidade do vento é sobrestimada em Faro e no Porto o que provavelmente contribui para uma diminuição da estabilidade dinâmica da atmosfera e portanto um aumento da turbulência. Nestas 3 cidades os erros associados à magnitude do vento contribuem para aumentar a turbulência à noite e diminuí-la durante o dia.

No Porto o vento é sempre sobrestimado (especialmente durante a noite) o que significa que os fluxos de calor com a superfície são sobrestimados e em Lisboa (durante o dia) acontece exactamente o oposto. Ou seja durante o dia as perdas de calor da superfície em Lisboa são subestimadas e no Porto os ganhos de calor pela superfície durante a noite são sobrestimados. Isto está de acordo com a evolução ao longo do tempo do erro da temperatura nestas duas cidades: temperatura sobrestimada durante o dia em Lisboa e durante a noite no Porto.

Em Faro o vento é subestimado durante o dia e sobrestimado à noite ou seja durante o dia subestima as perdas de calor e à noite sobrestima os ganhos. E durante o dia realmente as temperaturas são sobrestimadas mas à noite, ao contrário do que seria de esperar, as temperaturas são subestimadas. Isto provavelmente significa que o termo associado às perdas de calor durante a noite, a radiação de longo comprimento de onda, está a ser sobrestimada o que corresponde a uma provável subestimação da nebulosidade.

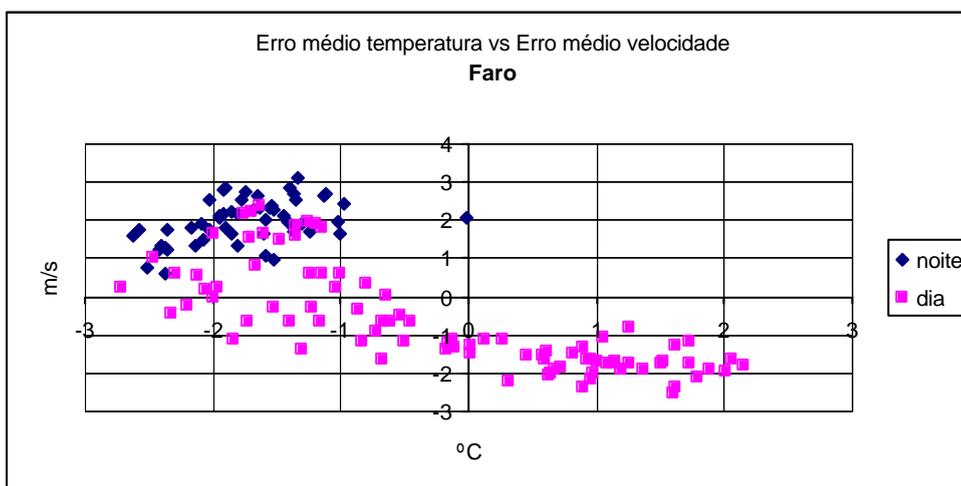
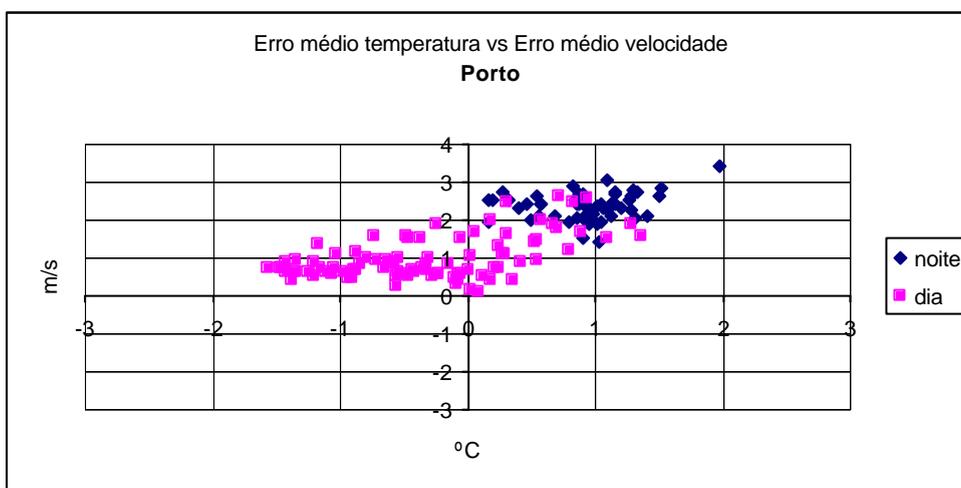
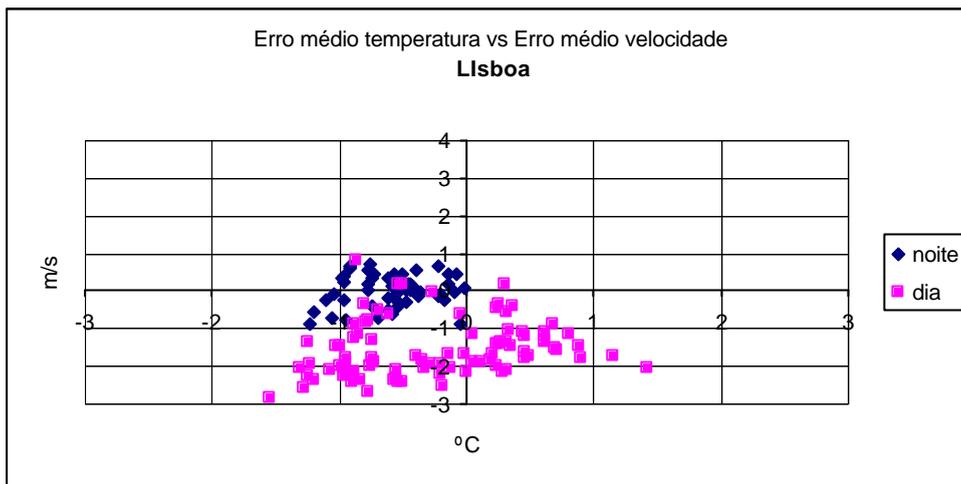


Figura 25 – Relação entre o erro médio da temperatura (eixo das abcissas) e o erro médio da velocidade do vento (eixo das ordenadas) durante o dia e durante a noite

Analisando a Figura 25 constata-se que os erros médios da magnitude do vento são mais variáveis durante o dia que durante a noite. O erro médio da magnitude do vento parece está mais relacionado com o erro médio da temperatura durante o dia do que durante a noite, o que provavelmente

significa que à noite existem outros factores mais importantes, nomeadamente a perda de radiação de longo comprimento de onda para o céu.

Análise da Direcção do Vento ao longo do tempo de simulação

Em Lisboa o erro médio absoluto da direcção do vento varia entre 30 a 50°C e no Porto entre os 30° e os 70°C apresentando um comportamento oscilatório com um período aproximadamente diário. Nestes dois sítios o erro na direcção é maior de manhã e menor à tarde o que pode resultar duma maior mistura vertical devido à instabilidade da atmosfera durante a tarde. Em Faro o erro médio absoluto varia entre 30° e 70°C.

O erro médio da direcção do vento para Lisboa, Porto e Faro é tipicamente positivo apresentando um enviesamento global claramente positivo, ou seja, o modelo prevê um ângulo no sentido horário em relação ao Norte superior ao observado. A velocidade do vento na camada limite é tipicamente sub-geostrófica e a direcção está deslocada no sentido anti-horário em relação ao vento geostrófico devido à força de atrito. O vento previsto pelo MM5 é portanto demasiado geostrófico o que Mass e outros (2002) explicam devido à excessiva mistura vertical promovida por diferentes esquemas de camada limite incluindo o MRF que usámos.

Apesar de não se ter verificado se o erro absoluto da direcção do vento estava relacionado com a velocidade do vento a nossa percepção é que devido ao facto da magnitude do vento observada só ser registada quando a velocidade do vento é superior a 3 m/s isso não se verifica.

Esta variável é a que apresenta valores de erros mais variáveis ao longo do tempo de simulação porque muitas das observações da direcção são de direcção variável e portanto as médias correspondem a uma amostra inferior às das outras variáveis. Isto também justifica que à noite quando as velocidades são tipicamente menores a variação seja maior porque corresponde a uma média de uma amostra de dados observados inferior. O erro quadrático médio deste variável é maior relativamente ao erro quadrático médio que o das outras variáveis o que provavelmente indicia uma maior dispersão dos erros das direcções em relação ao erro médio.

Análise da Humidade Relativa ao longo do tempo de simulação

Ao longo do tempo de previsão o erro médio absoluto da humidade relativa varia entre 10% e 20% para Lisboa, Porto e Faro.

Em Lisboa, Porto e Faro o erro médio da humidade relativa é tipicamente negativo, ou seja o modelo prevê um tempo mais seco do que o verificado. Em Lisboa apresenta valores ligeiramente positivos à tarde e em Faro à noite. Em Faro o enviesamento tem um ciclo diário variando entre os 5% à noite e os -20%. O facto de o modelo ser demasiado seco pode também resultar da mistura vertical excessiva o que provoca uma mistura do ar mais seco que está a níveis mais elevados com o ar junto à superfície. O facto de o modelo ser demasiado seco pode provocar um aumento dos fluxos de calor latente perdidos pela superfície durante o dia (evaporação excessiva) e uma diminuição dos fluxos de calor latente à noite (condensação e/ou sublimação excessiva) o que provocaria em ambos os casos uma subestimação da temperatura. De facto o que acontece é exactamente o oposto: em Lisboa de manhã, à tarde em Faro e à noite no Porto existe uma sobrestimação da temperatura. Os fluxos de calor latente são também controlados pela disponibilidade de humidade no solo o que é uma variável com pouca fiabilidade no modelo: é considerada fixa ao longo do tempo e função só do tipo de solo e da estação do ano.

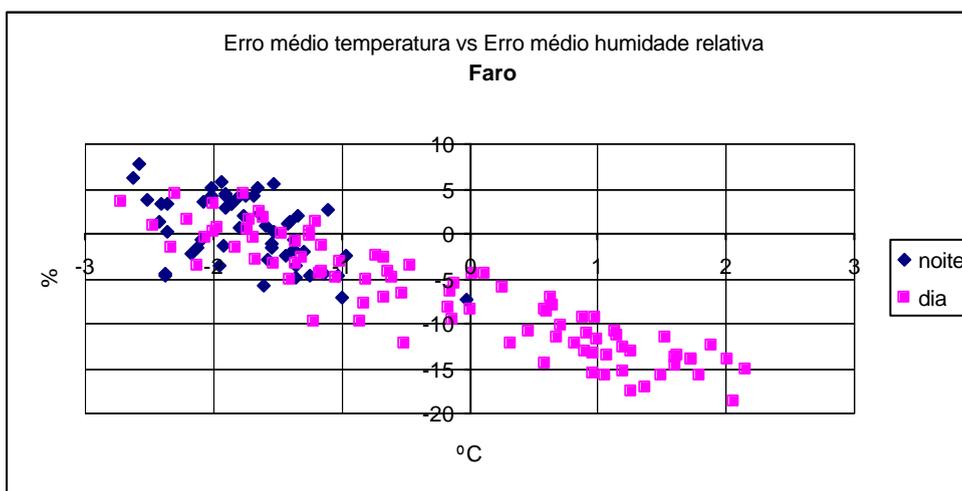
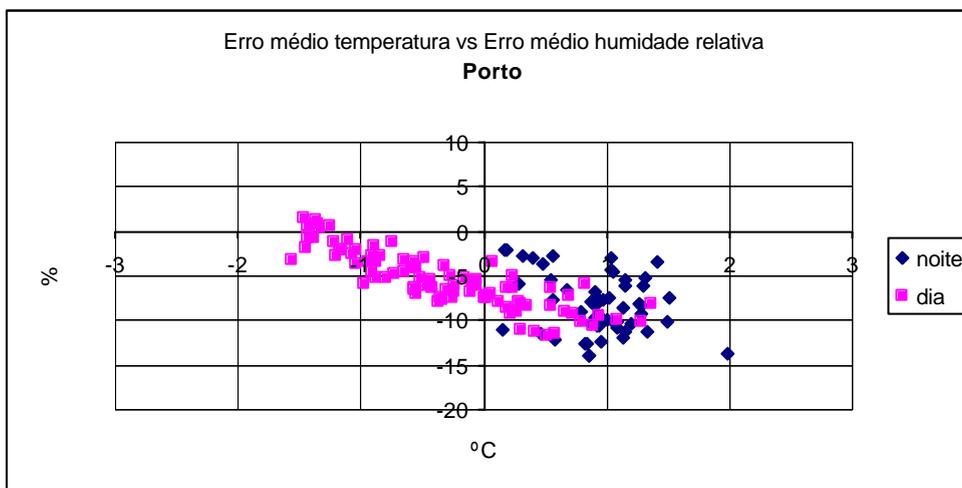
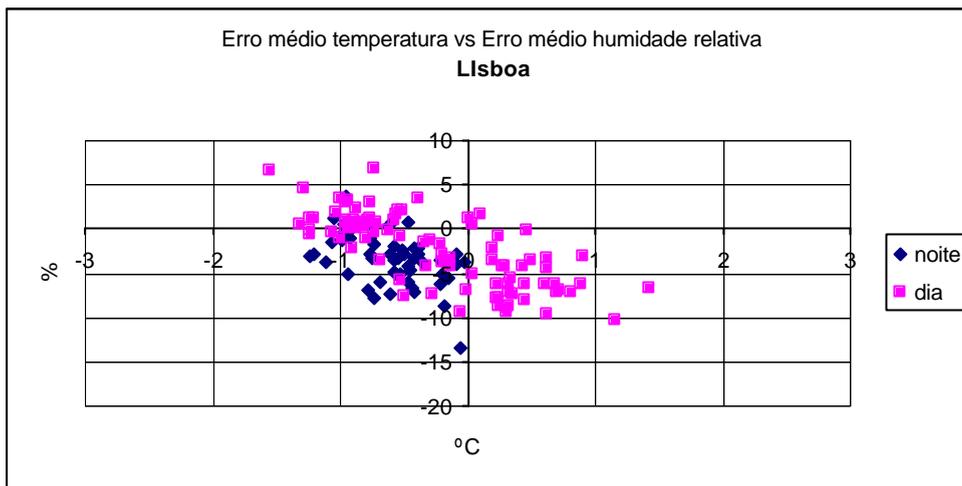


Figura 26 – Erro médio da temperatura (abcissas) vs erro médio da humidade relativa (ordenadas)

Na Figura 26 constata-se que a valores mais negativos do erro da temperatura correspondem erros mais positivos da humidade relativa e vice-versa. Isto está de acordo com o facto de para uma dada quantidade de vapor de água na atmosfera a temperatura ser subestimada implica uma sobrestimação da humidade relativa e vice-versa. Este comportamento é mais acentuado no Porto e

em Faro. Este comportamento é mais acentuado durante o dia, ou seja durante a noite os erros da humidade relativa estão controlados por outro factor, tal como por exemplo, a mistura vertical excessiva da camada limite.

Análise da Pressão ao longo do tempo de simulação

O erro absoluto da pressão é quase igual ao erro médio ou seja o enviesamento é sempre positivo: o modelo prevê pressões superiores às observadas. Tem um comportamento cíclico diário muito semelhante nos três sítios: diminui da meia-noite até ao meio-dia e aumenta do meio dia até à meia-noite. Existe uma excepção a este comportamento também comum aos três sítios e que é uma diminuição do erro por volta das 21-22 horas do primeiro dia. Esta é a variável em que é mais evidente a degradação da qualidade nos três sítios ao longo do tempo de previsão: em Lisboa e no Porto o erro máximo absoluto diário varia entre 2 e 3 Pa e o mínimo entre 1 e 2 e em Faro o erro máximo absoluto varia entre 2 e 4 Pa e o mínimo entre 1 e 3 Pa.

Comparação da performance do MM5 em Lisboa, Porto e Faro com outros estudos

Mass, C. e outros (2002) analisaram a performance do MM5, para uma grelha de 12 km, para o período de Setembro de 1997 a Dezembro de 1999, na região noroeste dos EUA, usando como descritores o erro médio e o erro médio absoluto por hora de previsão até às 48 horas para as mesmas variáveis que analisámos. Os valores obtidos por estes autores correspondem a médias de diferentes pontos de observação, ao contrário dos nossos resultados que correspondem a três sítios diferentes. Os resultados obtidos por estes autores ao longo das 48 horas são: erro médio da temperatura apresenta ciclo diário com valores negativos máximos de -1°C à noite e valores máximos de 1.2°C durante o dia e um erro médio absoluto da temperatura com tendência crescente variando entre 1.9 e 2.5°C , erro absoluto da pressão variando monotonamente entre 0.9 e 2.6 mbar, erro médio da magnitude da velocidade do vento com um ciclo diário com valores máximos de 1.2 m/s durante o dia e valores mínimos de -0.9 m/s à noite e com um erro absoluto que vai aumentando monotonamente entre 3.6 e 4.5 m/s, erro médio absoluto da direcção do vento aumentando de 40 a 50°C ao longo da simulação. Todas as variáveis analisadas pelos autores apresentam um tempo de adaptação do modelo ao local, de cerca de 3 horas, em que o erro médio absoluto diminui, ao contrário dos resultados obtidos por nós.

O comportamento qualitativo dos erros relativos à temperatura corresponde aos que obtivemos com excepção do erro médio de temperatura no Porto. Lisboa e Porto obtêm valores de erros muito semelhantes aos obtidos pelos autores. O comportamento do erro absoluto da pressão não apresenta o mesmo ciclo diário que obtivemos para os nossos dados embora os valores máximos e mínimos correspondam aos que obtivemos para Lisboa e Porto. O erro médio da velocidade do vento apresenta uma variação oposta à que obtivemos para os três sítios mas o nosso erro médio absoluto que varia entre 1 e 3 m/s é bastante melhor do que o obtido pelos autores. É de referir que numa apresentação oral de um estudo de validação do MM5 (Huntchinson, 2002) o comportamento qualitativo do erro médio da velocidade do vento é semelhante ao que obtivemos. Em (Colle e outros, 2002) são apresentados resultados da humidade relativa obtidos do mesmo estudo em que o enviesamento médio ao longo das 48 horas da humidade relativa varia espacialmente entre -6 e 21% o que engloba os valores obtidos por nós. O erro médio absoluto da direcção do vento de Lisboa corresponde à média obtida pelos autores mas em Faro e no Porto o erro médio absoluto varia entre 30 a 70°C . De qualquer modo esta variável devido a razões apresentadas anteriormente é a que merece menor fiabilidade.

Dum modo geral Lisboa e Porto apresentam valores semelhantes aos apresentados por Mass, C. e outros (2002) e Faro apresenta resultados piores mas que se enquadram dentro da variação espacial

dos valores de erros médios e erros médios absolutos apresentados no mesmo estudo.

Comparámos a precipitação total ocorrida num dia para o período que decorre entre os dias 1 e 18 de Outubro de 2002 com os resultados do modelo a 24 horas (Figura 27). Qualitativamente os resultados são bons porque o modelo consegue prever se vai ou não chover. Quantitativamente as quantidades são subestimadas em Lisboa e não apresentam um padrão claro para os outros dois sítios.

Mass e outros (2002) calculam o enviesamento para o total de precipitação em 24 horas para os diferentes valores totais, sendo o enviesamento dados pela razão entre o número de previsões com um valor igual ou superior a esse patamar e as ocorrências com um valor igual ou superior ao mesmo patamar. Neste caso e de acordo com os autores uma boa previsão é a que ocorre com enviesamentos ligeiramente superiores a 1. Os resultados obtidos mostram as previsões da precipitação total diária a 24 horas são boas para totais diários inferiores a 4.6cm. Para patamares superiores as precipitações obtidas são inferiores às reais. Os autores frisam que estes resultados que representam médias correspondem a uma grande variação espacial.

Giorgi e outros (1991) analisaram o desempenho da previsão de precipitação, com o MM4, para a Europa, através do seu enviesamento. Os resultados obtidos são de aproximadamente – 25% para a Europa Ocidental e – 45% para as outras regiões europeias.

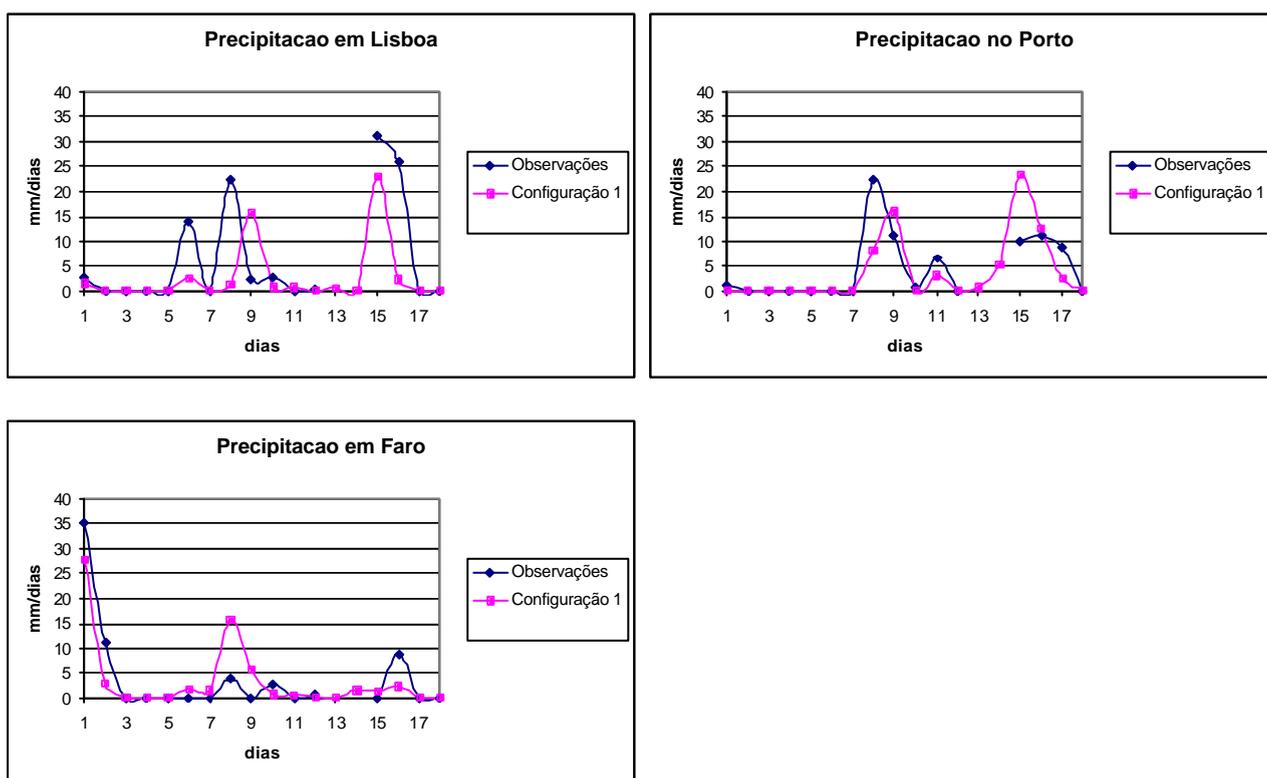


Figura 27 – Precipitação total diária simulada a 24 horas para o período de 1 a 18 de Outubro de 2002.

5.1.2 Simulação de 72 horas

Em seguida analisámos a performance do modelo por simulação de 72 horas.

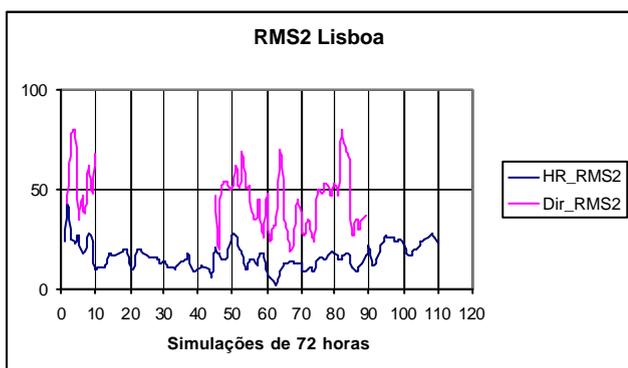
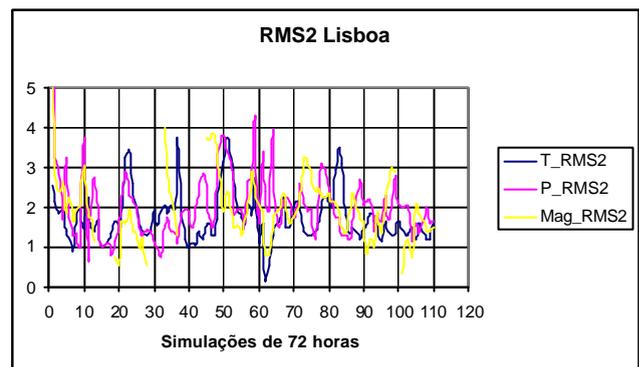
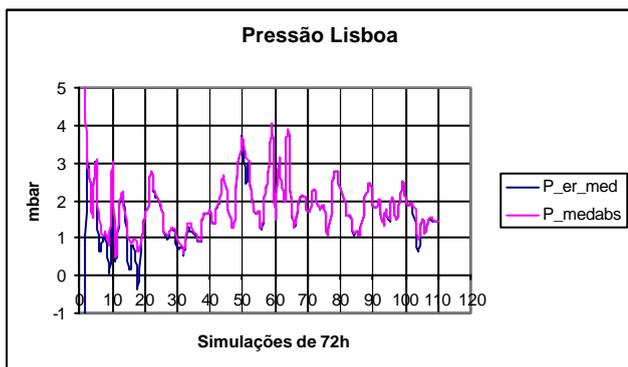
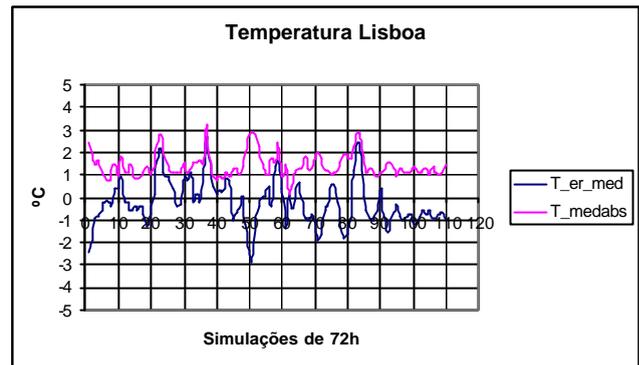
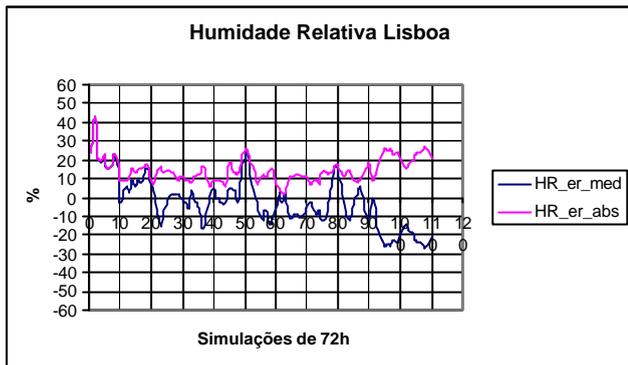
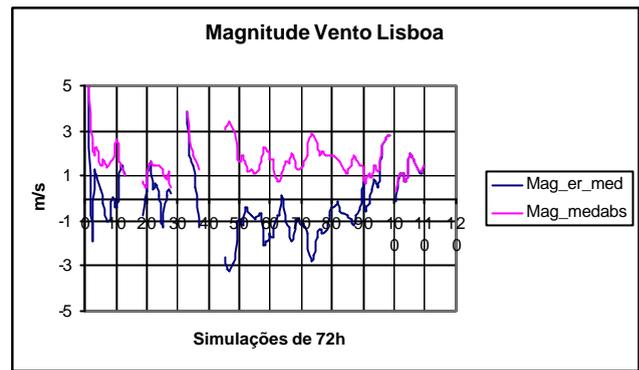
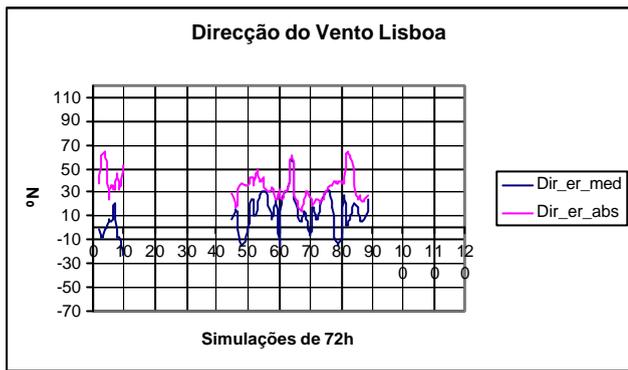


Figura 28 – Erro médio (modelo-observação), erro médio absoluto e erro quadrático médio (RMS) por simulação de 72 horas das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros, e magnitude e direcção do vento a 10 metros para Lisboa.

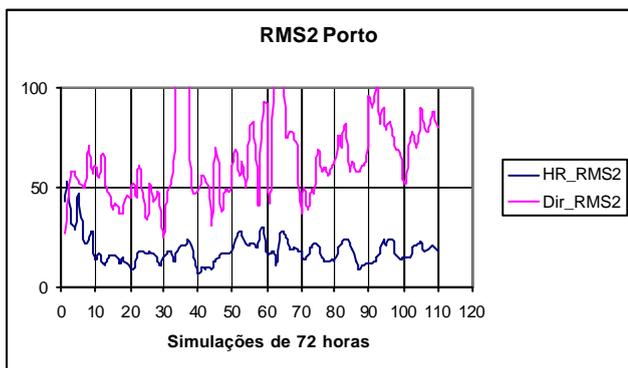
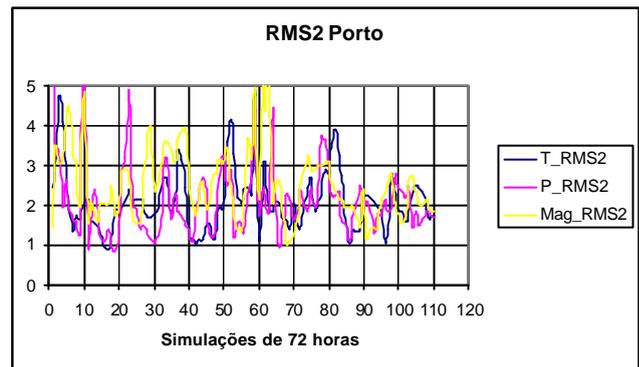
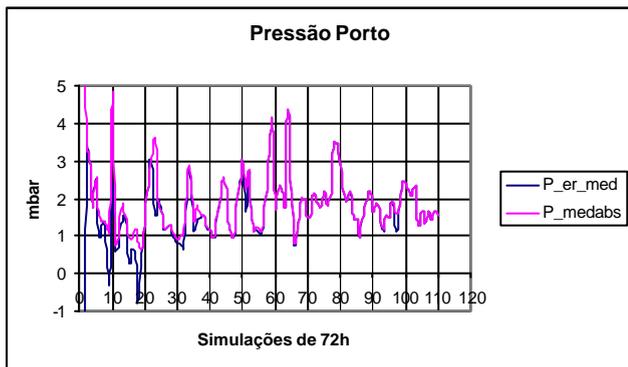
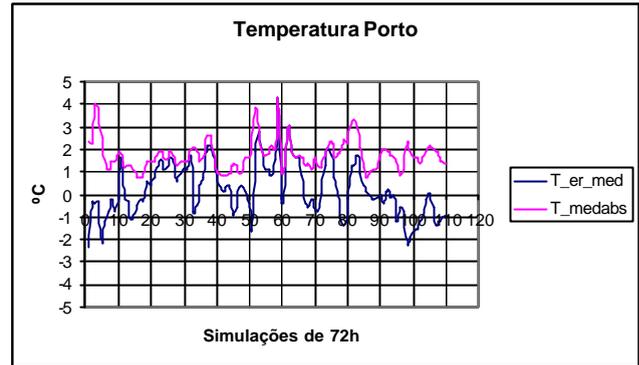
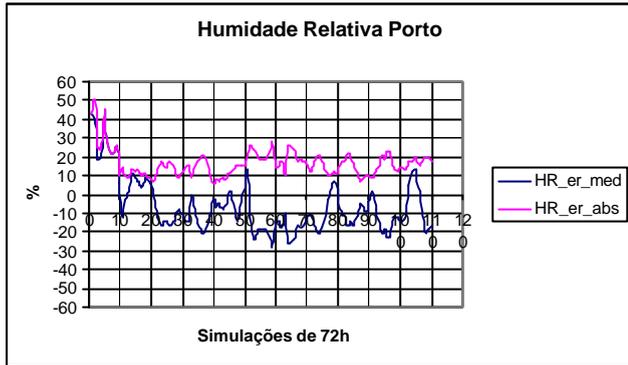
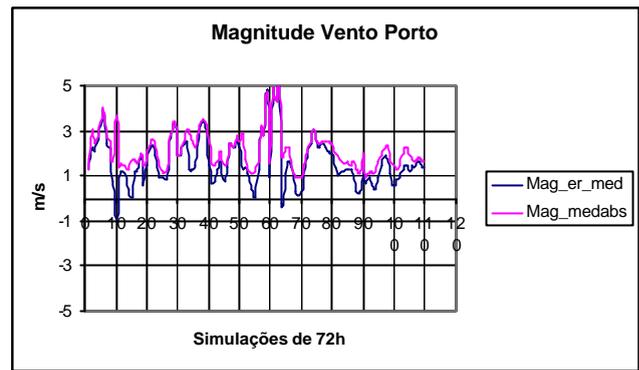
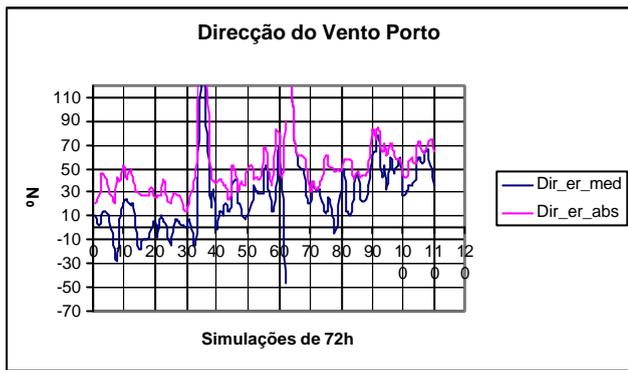


Figura 29 – Erro médio (modelo-observação), erro médio absoluto e erro quadrático médio (RMS) por simulação de 72 horas das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros, e magnitude e direcção do vento a 10 metros para Porto.

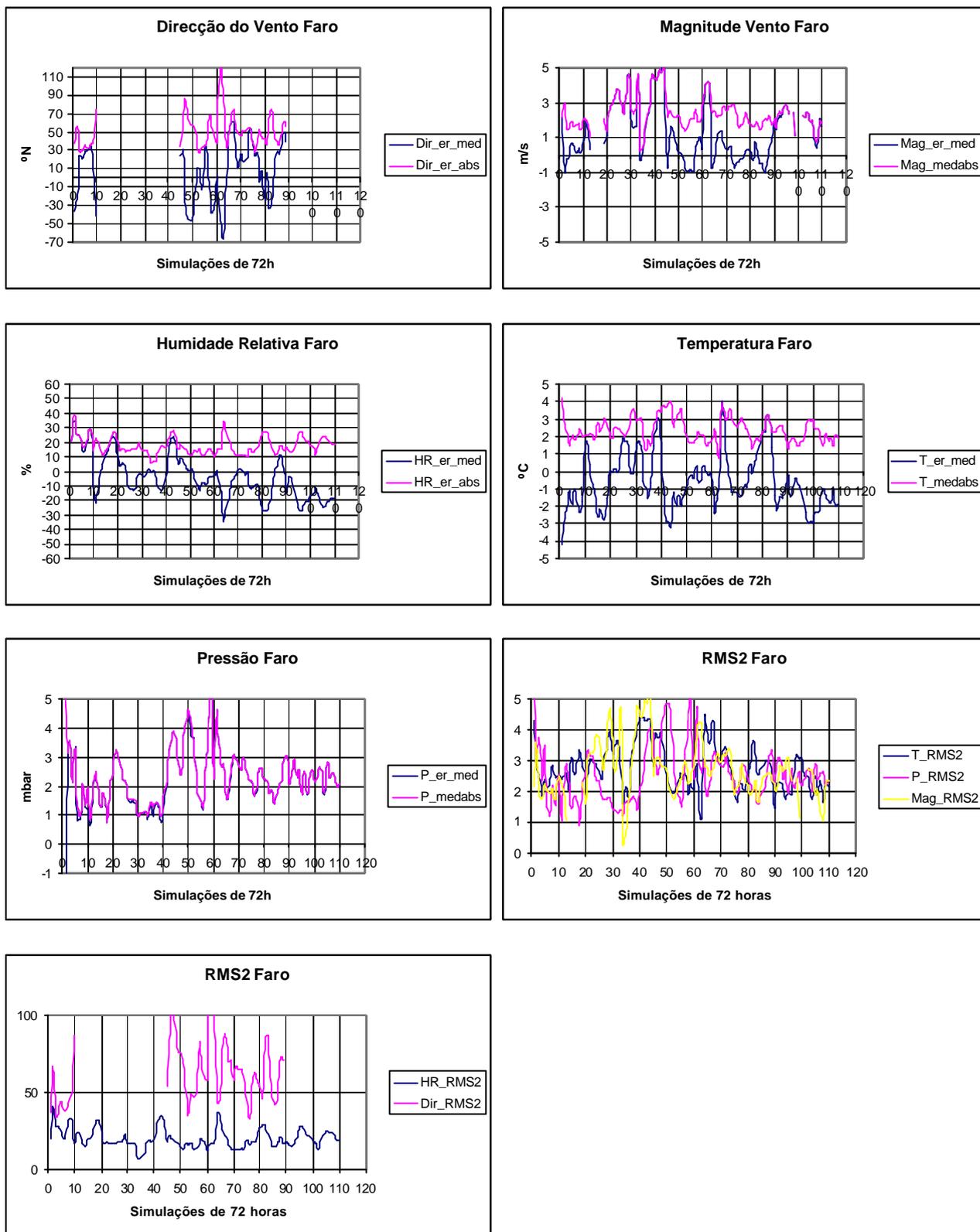


Figura 30 – Erro médio (modelo-observação), erro médio absoluto e erro quadrático médio (RMS) por simulação de 72 horas das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros, e magnitude e direcção do vento a 10 metros para Faro.

A qualidade média de uma dada simulação varia muito de simulação para simulação o que indicia que as condições sinópticas são fortemente condicionantes da qualidade das simulações obtidas.

Calculámos as correlações entre os erros médios por simulação de 72 horas das diferentes variáveis o que nos permite verificar se existe alguma relação linear entre quaisquer duas variáveis para um dado sítio.

Lisboa	Temperatura	Humidade Relativa	Pressão	Magnitude Vento	Direcção
Temperatura		-0.31	0.02	-0.08	0.23
Humidade Relativa	-0.31		-0.09	-0.22	-0.41
Pressão	0.02	-0.09		-0.44	0.07
Magnitude Vento	-0.08	-0.22	-0.44		0.01
Direcção	0.23	-0.41	0.07	0.01	
Porto	Temperatura	Humidade Relativa	Pressão	Magnitude Vento	Direcção
Temperatura		-0.53	0.17	0.35	-0.05
Humidade Relativa	-0.53		-0.28	0.04	-0.4
Pressão	0.17	-0.28		0.13	0.12
Magnitude Vento	0.35	0.04	0.13		-0.26
Direcção	-0.05	-0.4	0.12	-0.26	
Faro	Temperatura	Humidade Relativa	Pressão	Magnitude Vento	Direcção
Temperatura		-0.5	-0.09	-0.04	-0.18
Humidade Relativa	-0.5		0.01	-0.01	-0.27
Pressão	-0.09	0.01		-0.04	-0.11
Magnitude Vento	-0.04	-0.01	-0.04		0.14
Direcção	-0.18	-0.27	-0.11	0.14	

Tabela 14 – Correlações entre os erros médios por simulação de 72 horas das diferentes variáveis para os diferentes sítios.

A única correlação forte que existe comum aos três sítios é a correlação negativa entre o erro médio da humidade relativa e o erro médio da temperatura: quando o erro médio da humidade relativa aumenta o erro médio da temperatura diminui e vice-versa. Esta correlação pode estar relacionada com o facto de para uma dada quantidade de vapor de água na atmosfera, a temperatura ser sobrestimada, implica uma subestimação da humidade relativa e vice-versa. De qualquer modo isto não explica o observado na **Figura 31** que é que isto acontece principalmente para erros médios da temperatura positivos e neste caso uma maior sobrestimação da temperatura corresponde a uma maior subestimação da humidade relativa.

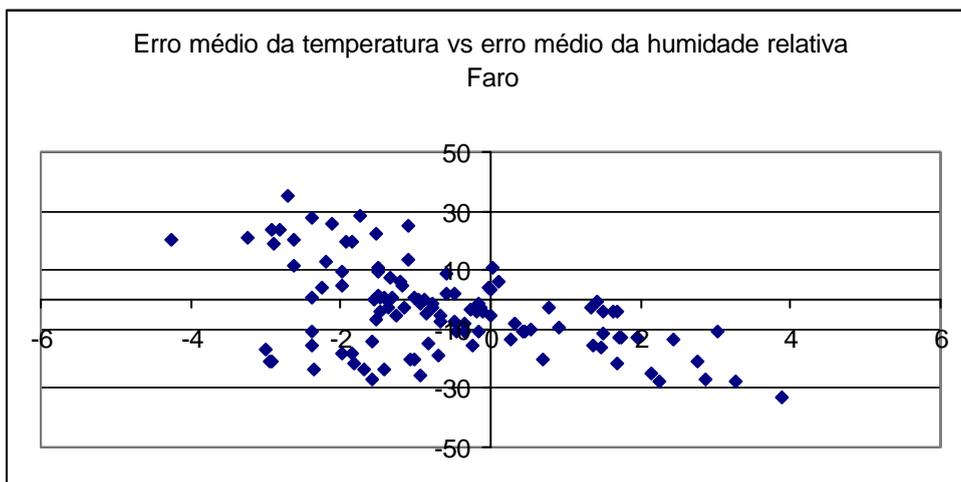
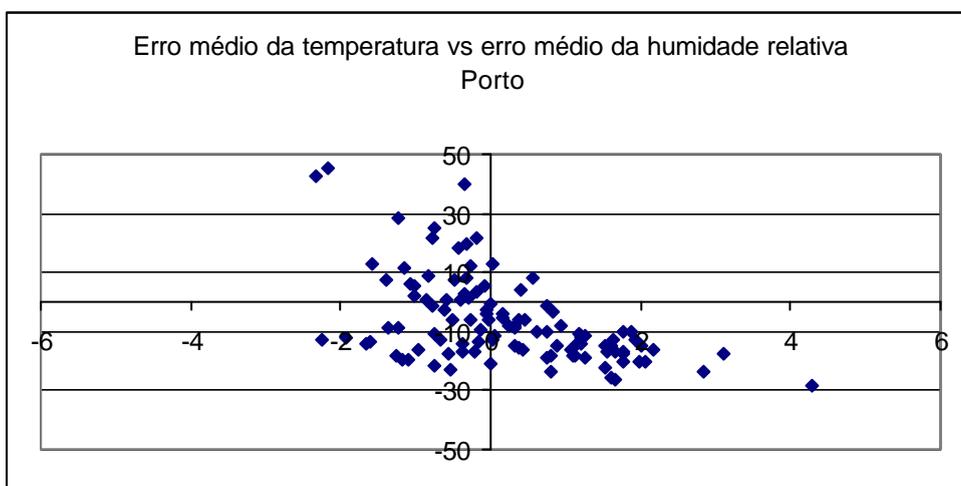
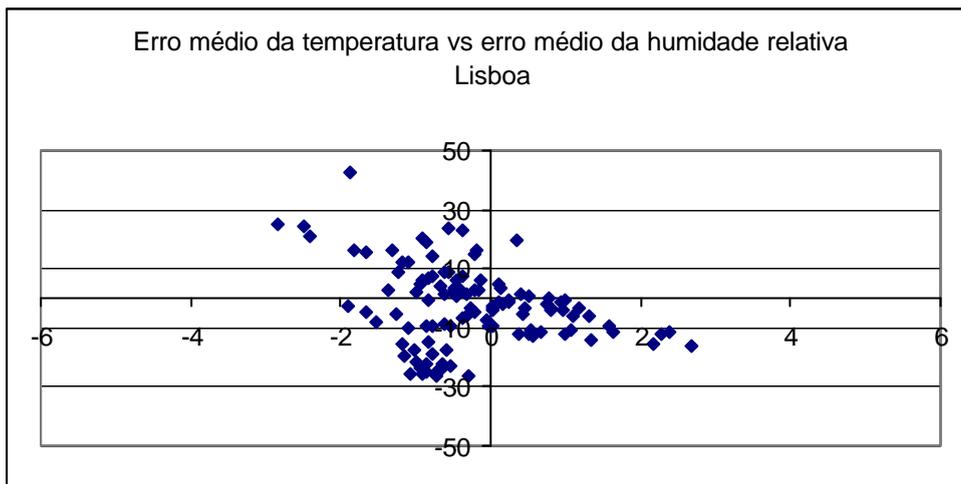


Figura 31 - Relação entre o erro médio de simulação de 72 horas da temperatura (eixo das abcissas) e o da humidade relativa (eixo das ordenadas)

Analisando as outras correlações através de representações semelhantes às da **Figura 31** constata-se que não têm significado.

Temperatura	Lisboa	Porto	Faro
Lisboa		0.5	0.61
Porto	0.5		0.54
Faro	0.61	0.54	
Humidade Relativa	Lisboa	Porto	Faro
Lisboa		0.7	0.71
Porto	0.7		0.61
Faro	0.71	0.61	
Pressão	Lisboa	Porto	Faro
Lisboa		0.9	0.95
Porto	0.9		0.8
Faro	0.95	0.8	
Magnitude Vento	Lisboa	Porto	Faro
Lisboa		0.38	-0.17
Porto	0.38		0.22
Faro	-0.17	0.22	
Direcção	Lisboa	Porto	Faro
Lisboa		0.15	0.38
Porto	0.15		0.27
Faro	0.38	0.27	

Tabela 15 – Correlações entre os erros médios para simulações de 72 horas para os diferentes sítios da mesma variável.

A Tabela 15 é importante porque permite avaliar qual a escala que ‘domina’ as diferentes variáveis. Tal como seria de esperar os erros associados às variáveis relacionadas com a magnitude e direcção do vento têm uma correlação mais baixa entre os 3 sítios porque são variáveis mais locais enquanto que a pressão é claramente uma variável dominada pela grande escala, tal como, de modo menos acentuado, a humidade relativa e a temperatura.

5.2 Comparação entre a Configuração I e a Configuração II

5.2.1 Hora de Previsão

Em seguida apresentam-se gráficos que permitem comparar a qualidade das previsões para as duas configurações para os primeiros 18 dias do mês de Outubro. Apesar de este período de tempo ser muito inferior ao período de 4 meses analisado anteriormente uma breve comparação entre os resultados da configuração I para os dois períodos de tempo permite constatar que as diferenças são pequenas com excepção da temperatura em Faro.

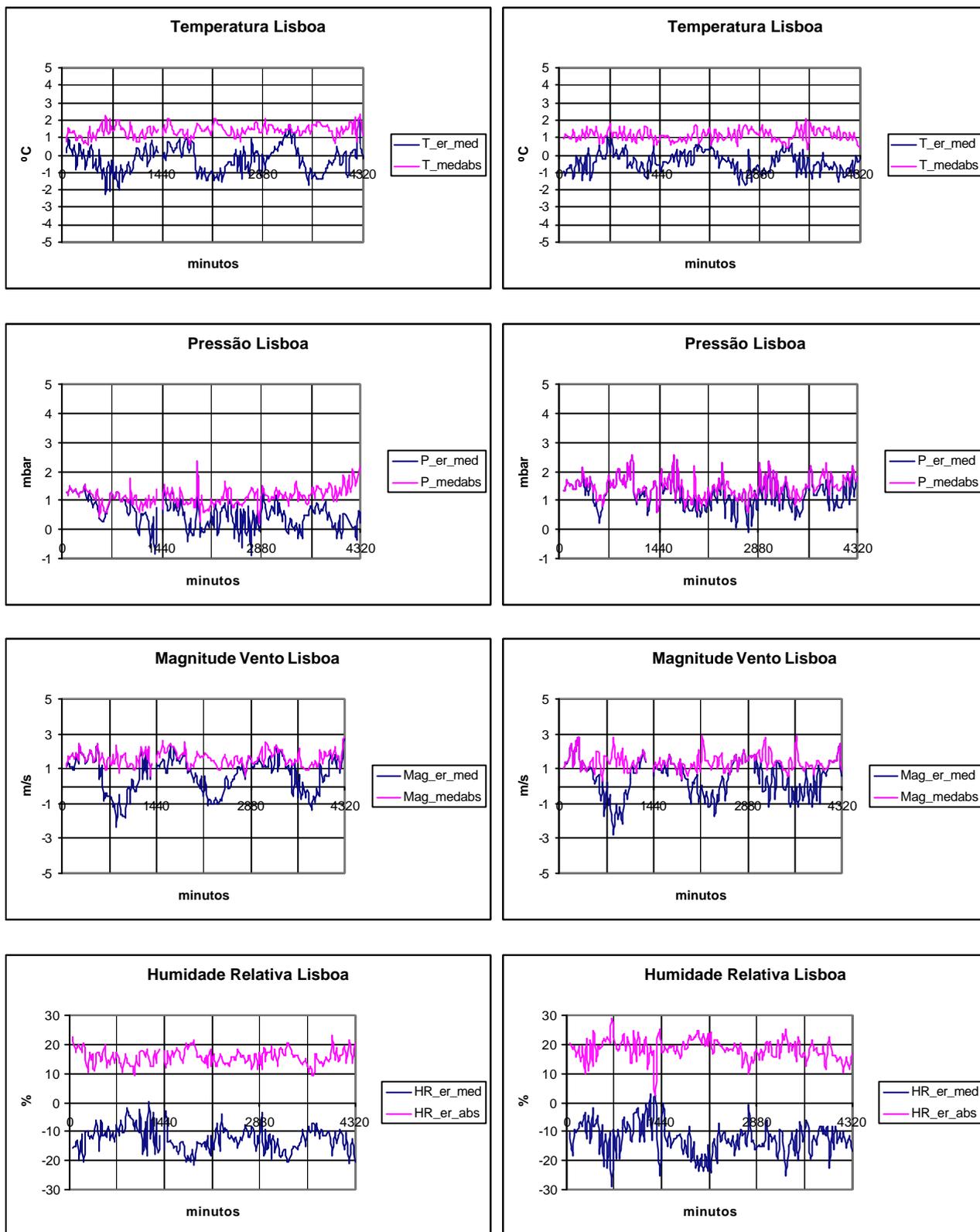


Figura 32 – Erro médio (modelo-observação) e erro médio absoluto por hora de previsão das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros e magnitude do vento a 10 metros para Lisboa para a configuração I (direita) e para a configuração II (esquerda).

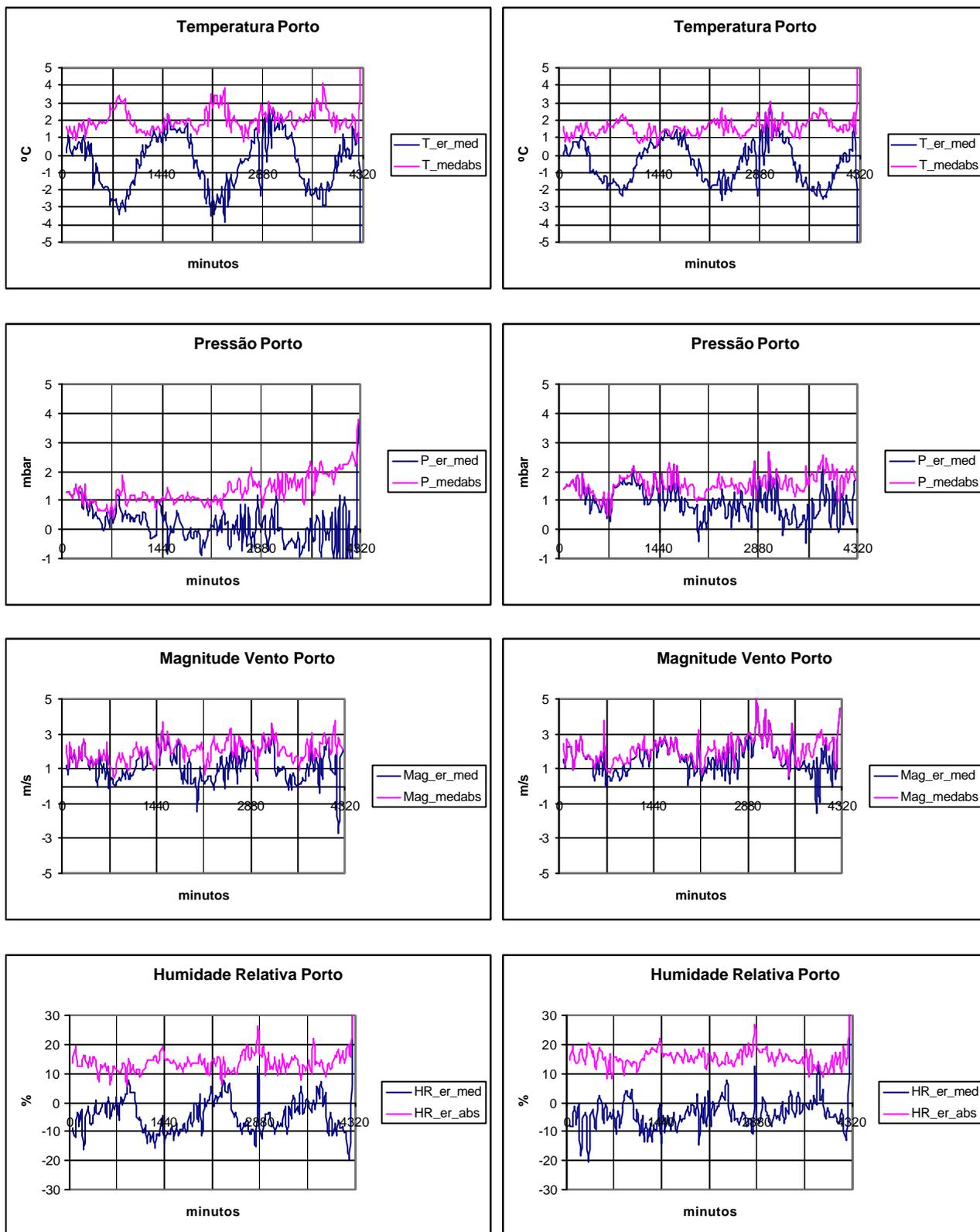


Figura 33 – Erro médio (modelo-observação) e erro médio absoluto por hora de previsão das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros e magnitude do vento a 10 metros para Porto para a configuração I (direita) e para a configuração II (esquerda).

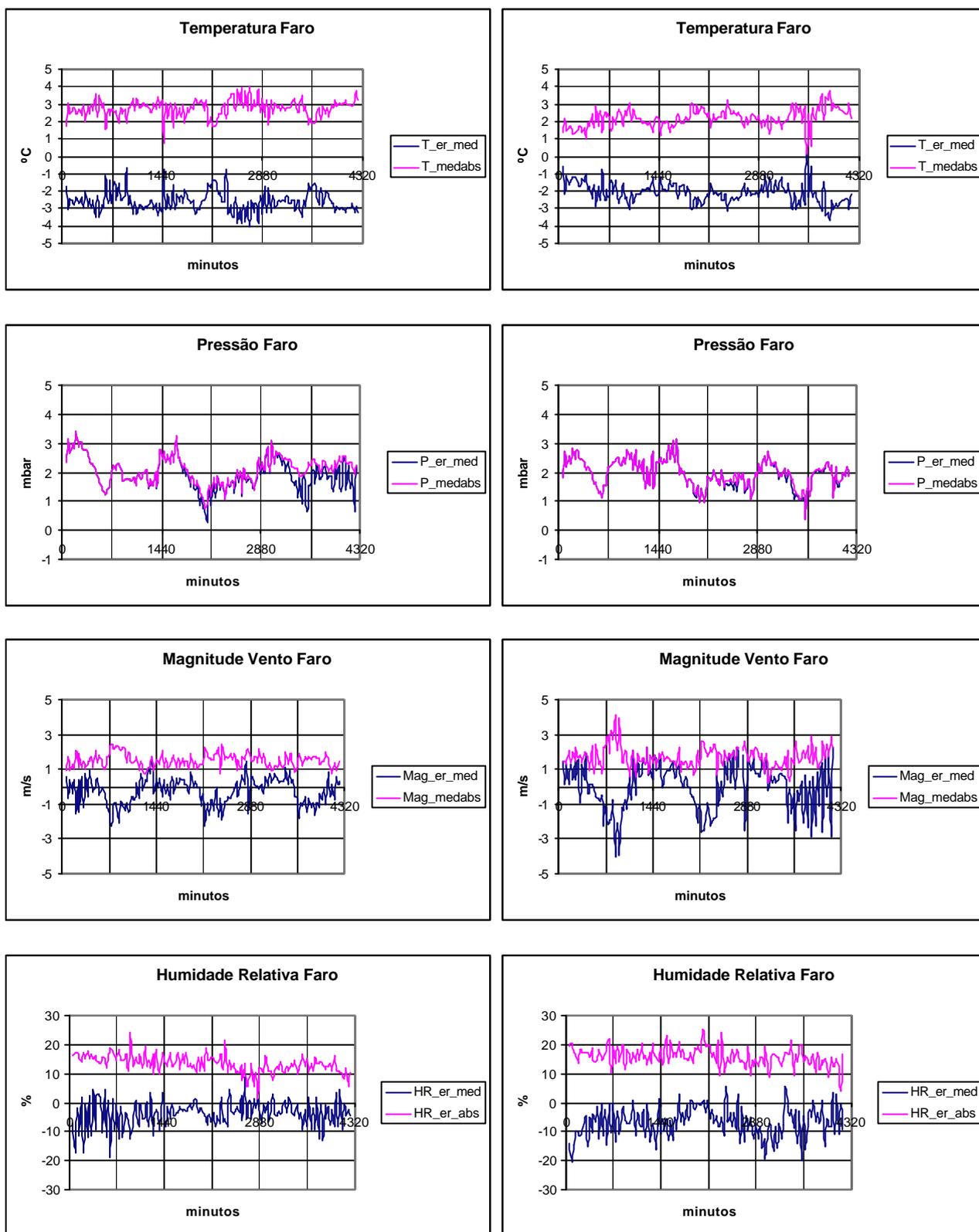


Figura 34 – Erro médio (modelo-observação) e erro médio absoluto por hora de previsão das variáveis temperatura a 2 metros, pressão ao nível médio do mar, humidade relativa a 2 metros e magnitude do vento a 10 metros e para Faro para a configuração I (direita) e para a configuração II (esquerda).

A configuração II apresenta erros maiores na previsão da temperatura. O erro absoluto na previsão da pressão é menor na segunda configuração para Lisboa e Porto embora o erro aumente a uma taxa

superior a partir respectivamente das 60 e das 48 horas. A segunda configuração prevê pressões menores que a primeira. A humidade relativa apresenta resultados melhores na nova configuração. Os erros absolutos na previsão da magnitude do vento são semelhantes para as duas configurações embora em Faro melhore um pouco.

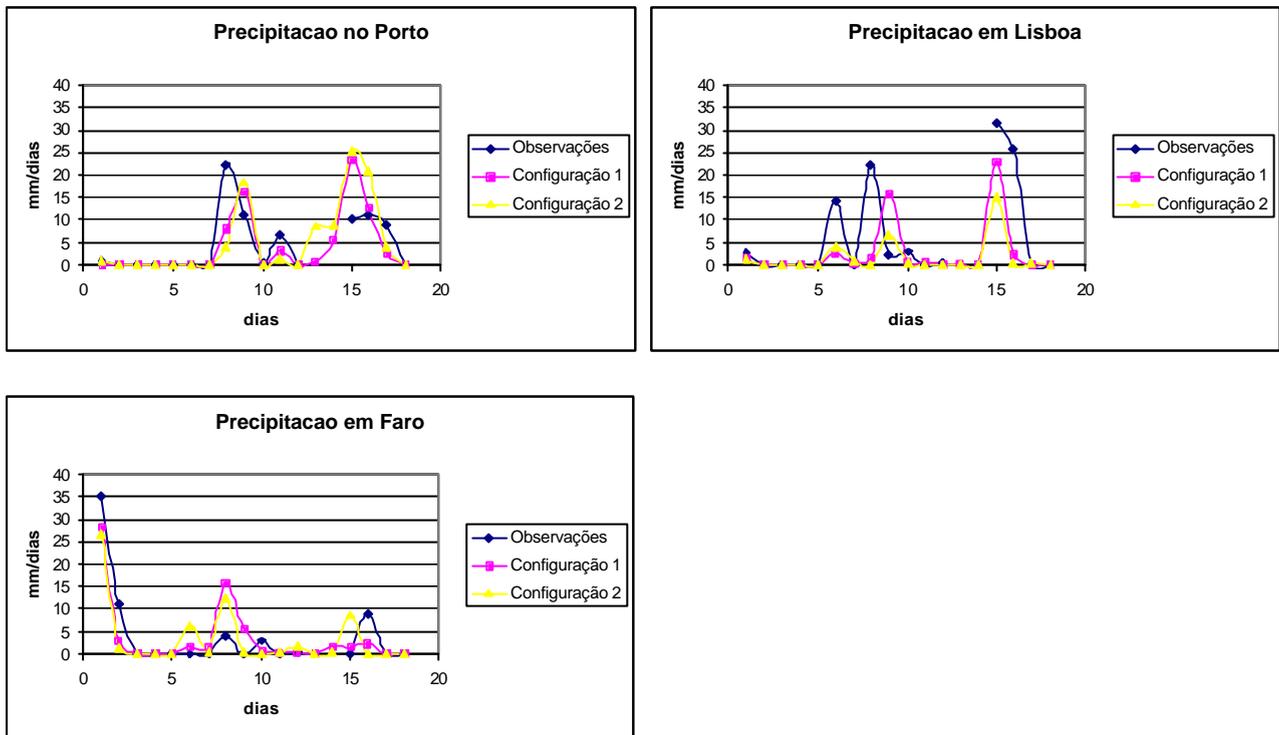


Figura 35 – Comparação entre a precipitação total diária observada (azul) para os primeiros dezoito dias de outubro de 2002 prevista pelas configurações I (rosa) e II (amarelo).

Relativamente à precipitação a configuração I apresenta melhores resultados para Lisboa e Porto e a configuração II para Faro.

5.2.2 Análise de Casos

5.2.2.1 Análise da Tempestade de 29 –10 - 2002

De modo a compararmos as duas configurações analisámos também o perfil vertical da temperatura e da temperatura de orvalho num dia de trovoadas em Lisboa (29 de Outubro de 2002 às 20h). Neste caso a configuração II simula muito melhor a trovoadas porque a atmosfera está muito mais húmida junto à superfície e o nível de condensação está muito mais abaixo e a energia convectiva potencial disponível simulada pela segunda configuração é 613J enquanto que na primeira configuração é nula.

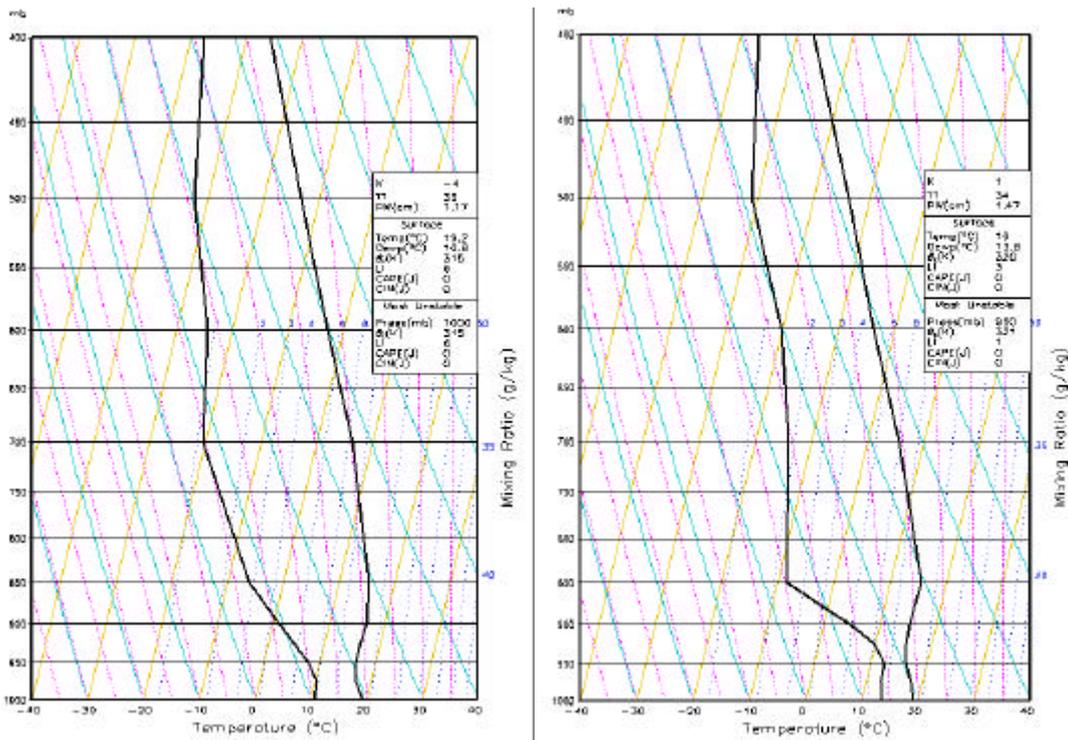


Figura 36 – Perfil vertical da temperatura e da temperatura de orvalho dadas pela configuração antiga para o dia 29 de Outubro às 13h (esquerda) e às 20h (direita) em Lisboa num diagrama Skew-T em que as linhas azul claro são as adiabáticas secas e as linhas cor de rosa são as pseudo-adiabáticas.

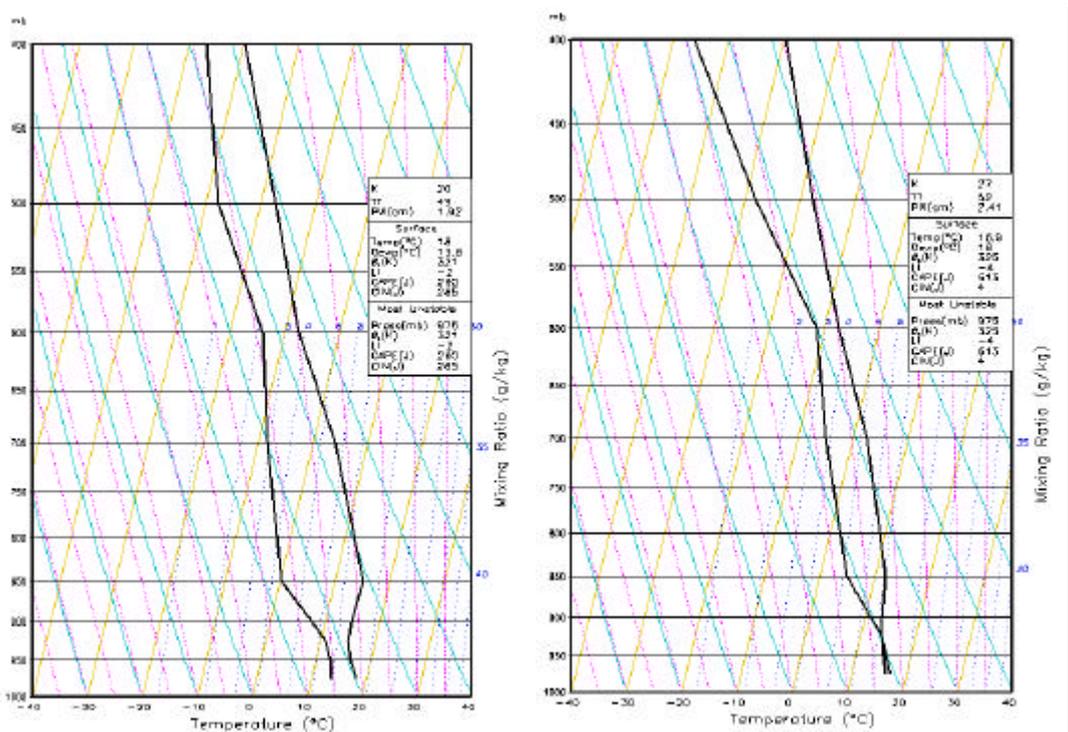
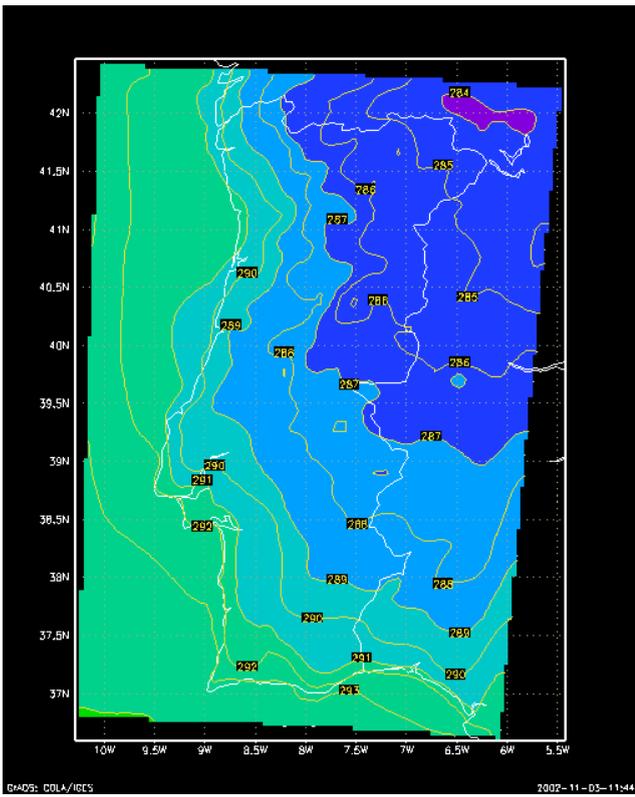
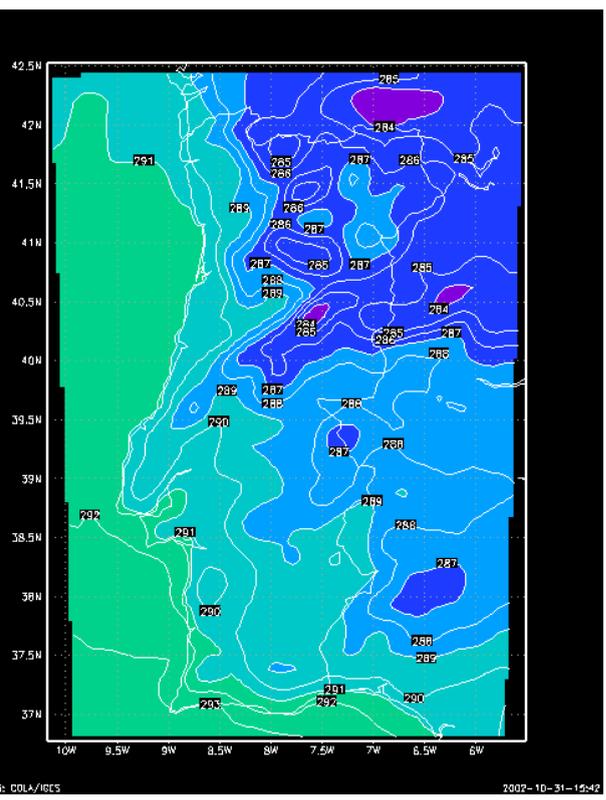
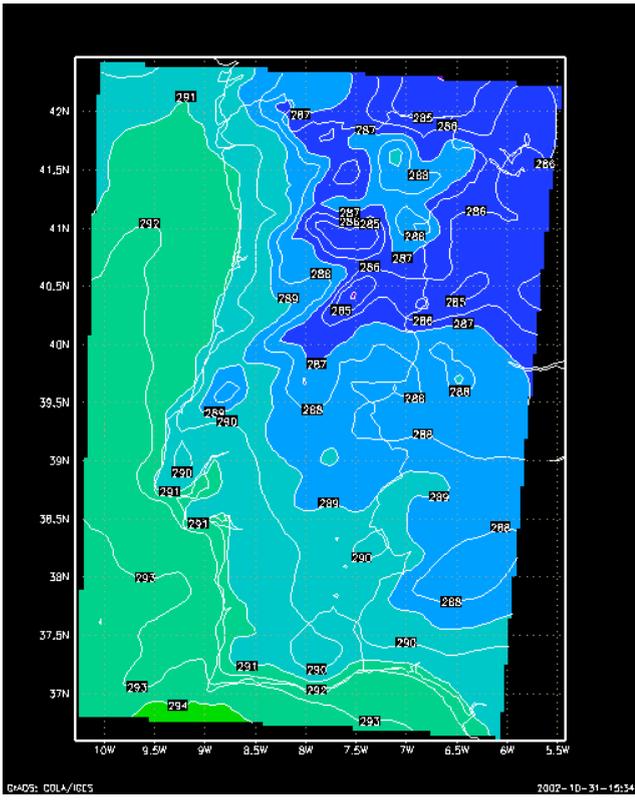
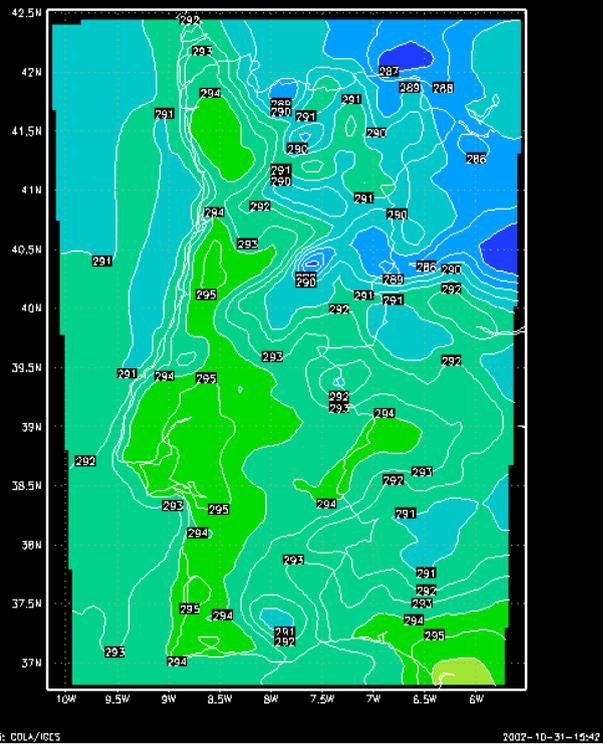
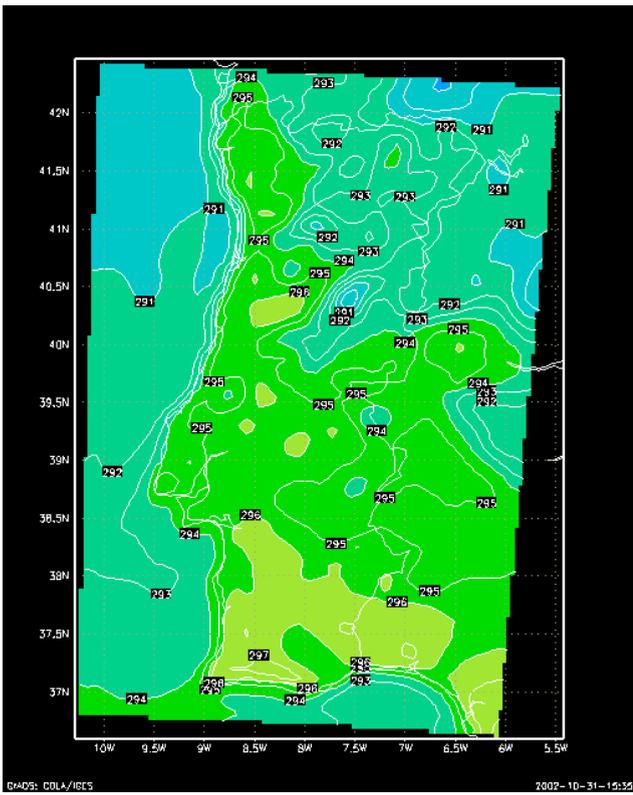
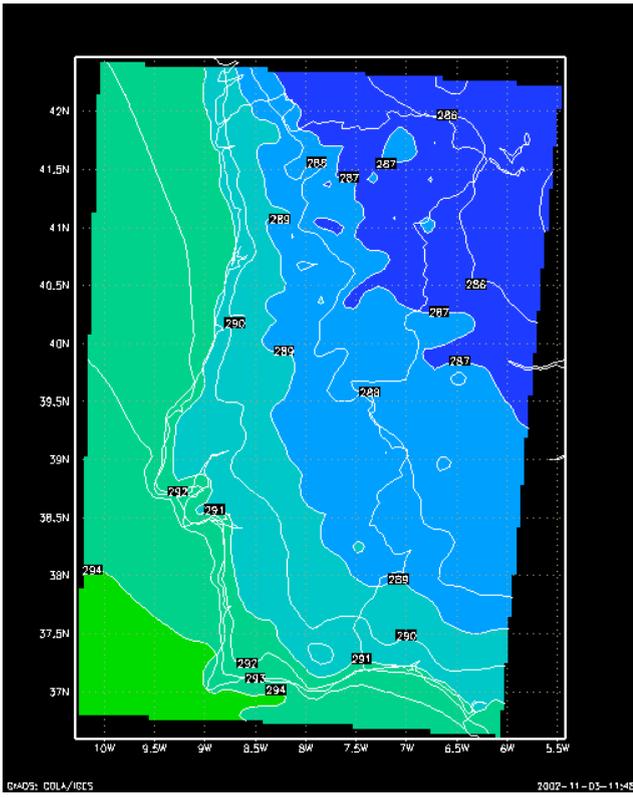


Figura 37 – Perfil vertical da temperatura e da temperatura de orvalho dadas pela configuração nova para o dia 29 de Outubro às 13h (esquerda) e às 20h (direita) em Lisboa num diagrama Skew-T em que as linhas azul claro são as adiabáticas secas e as linhas cor de rosa são as pseudo-adiabáticas.





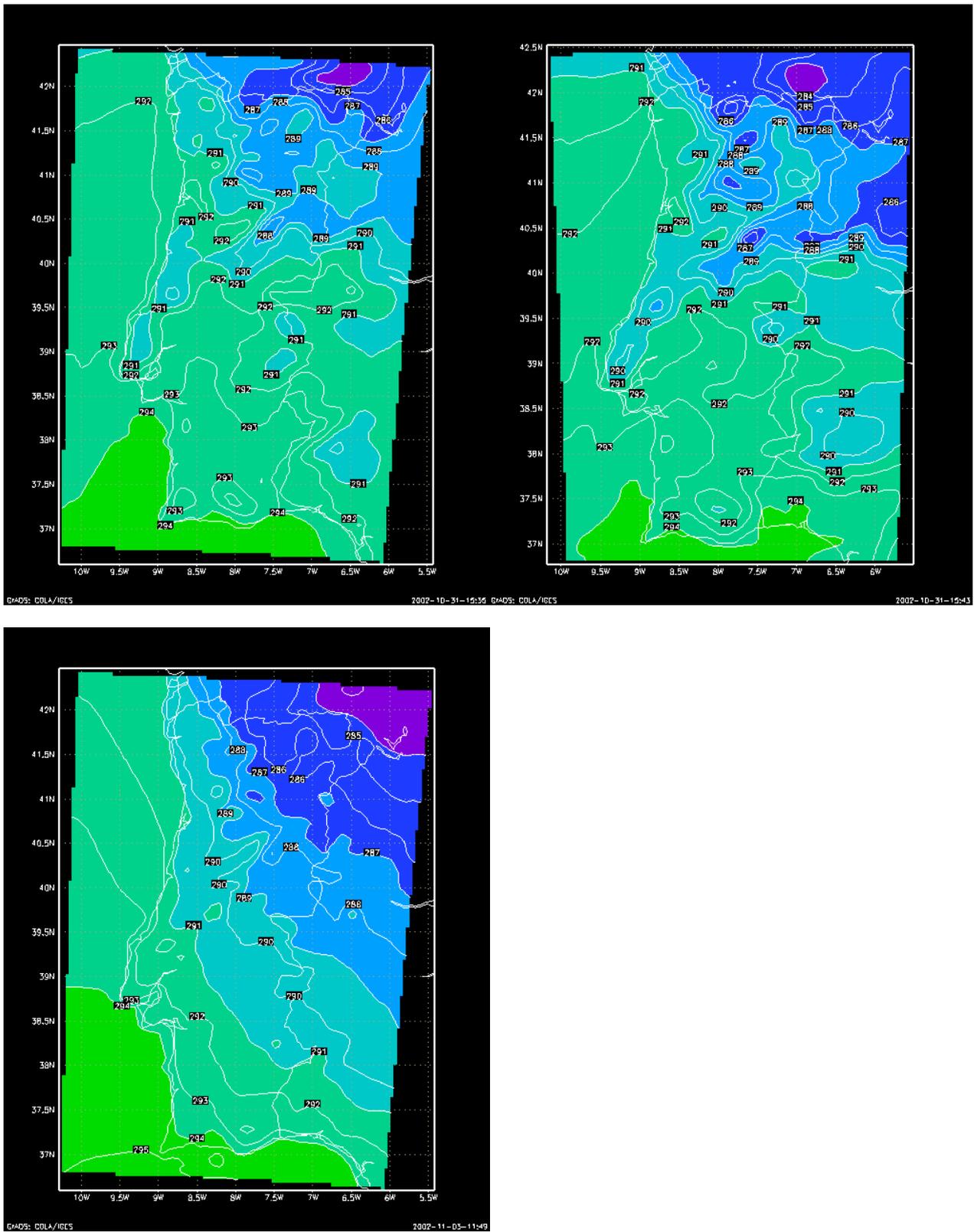


Figura 38 – Evolução da temperatura à superfície para a simulação iniciada em 1 de Outubro de 2002 com a nova configuração (coluna da esquerda) e a configuração antiga (coluna direita) . Os mapas correspondem às 0, 12, 24, 36, 48, 60 e 72 horas ordenados por linhas. Os mapas que estão em linhas isolados correspondem a dados de 00h do AVN para a hora prevista nos mapas que estão na linha anterior com assimilação de observações.

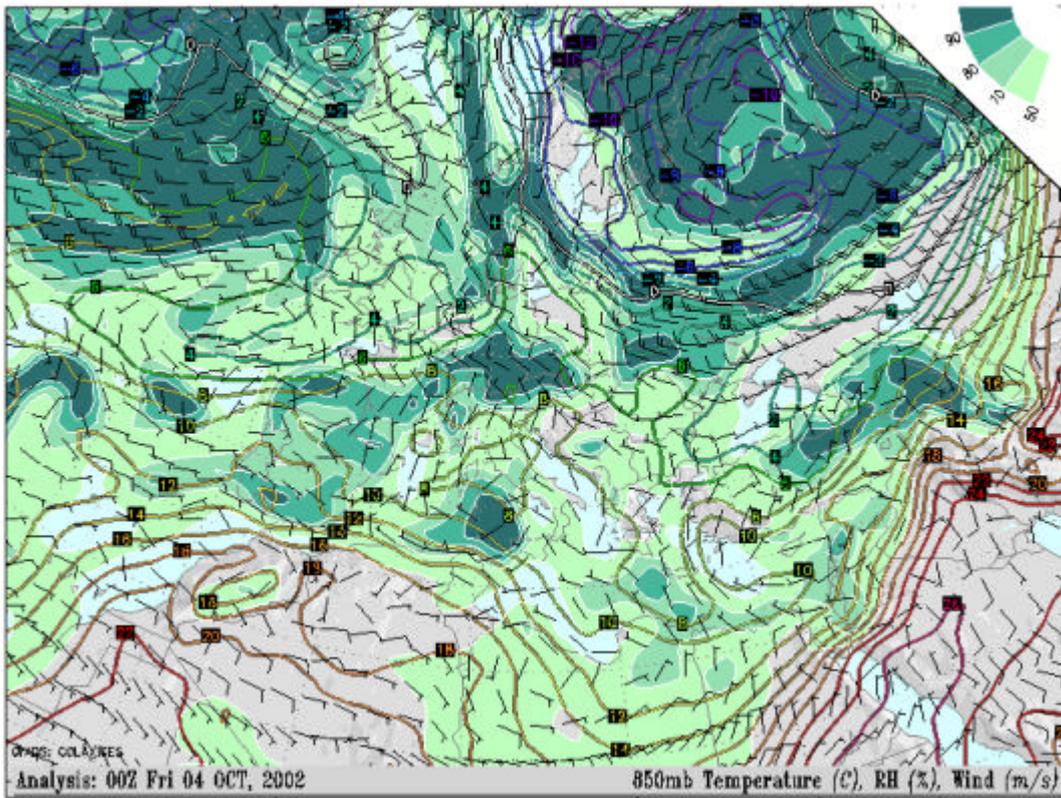
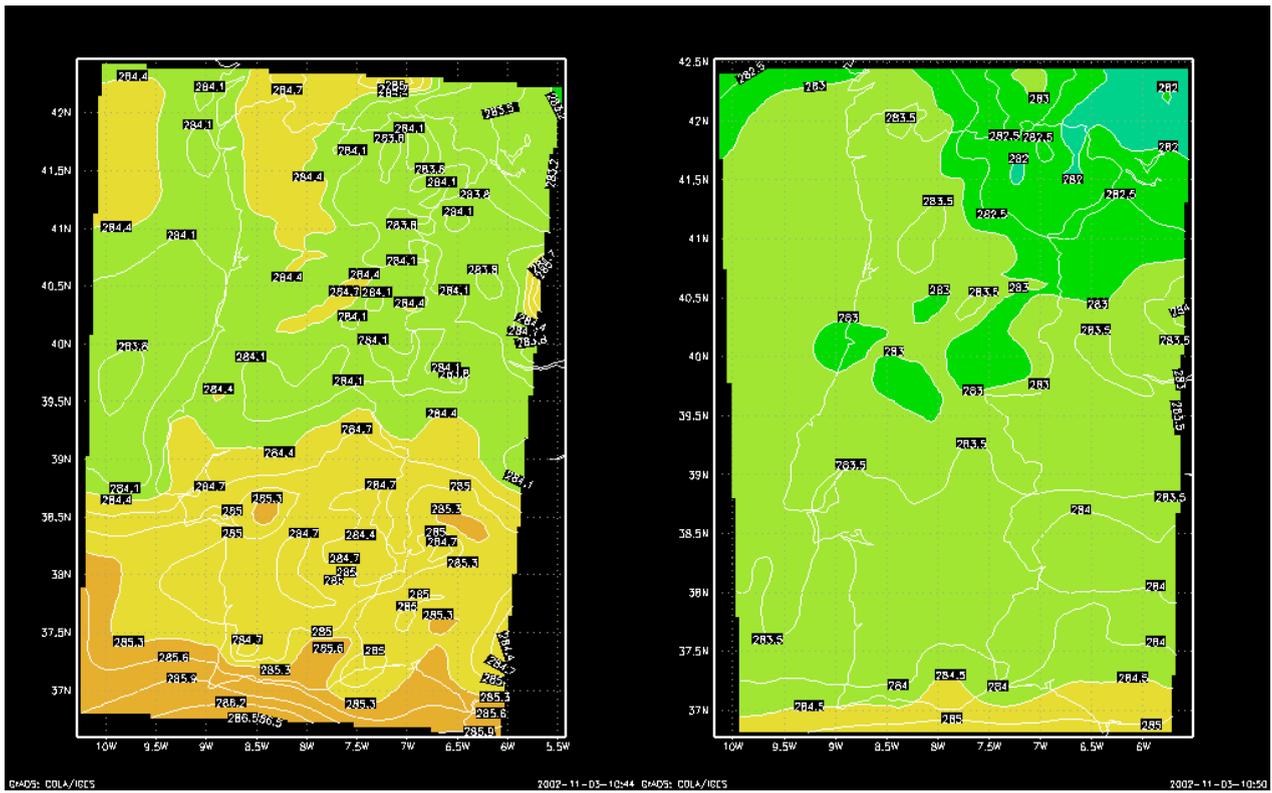
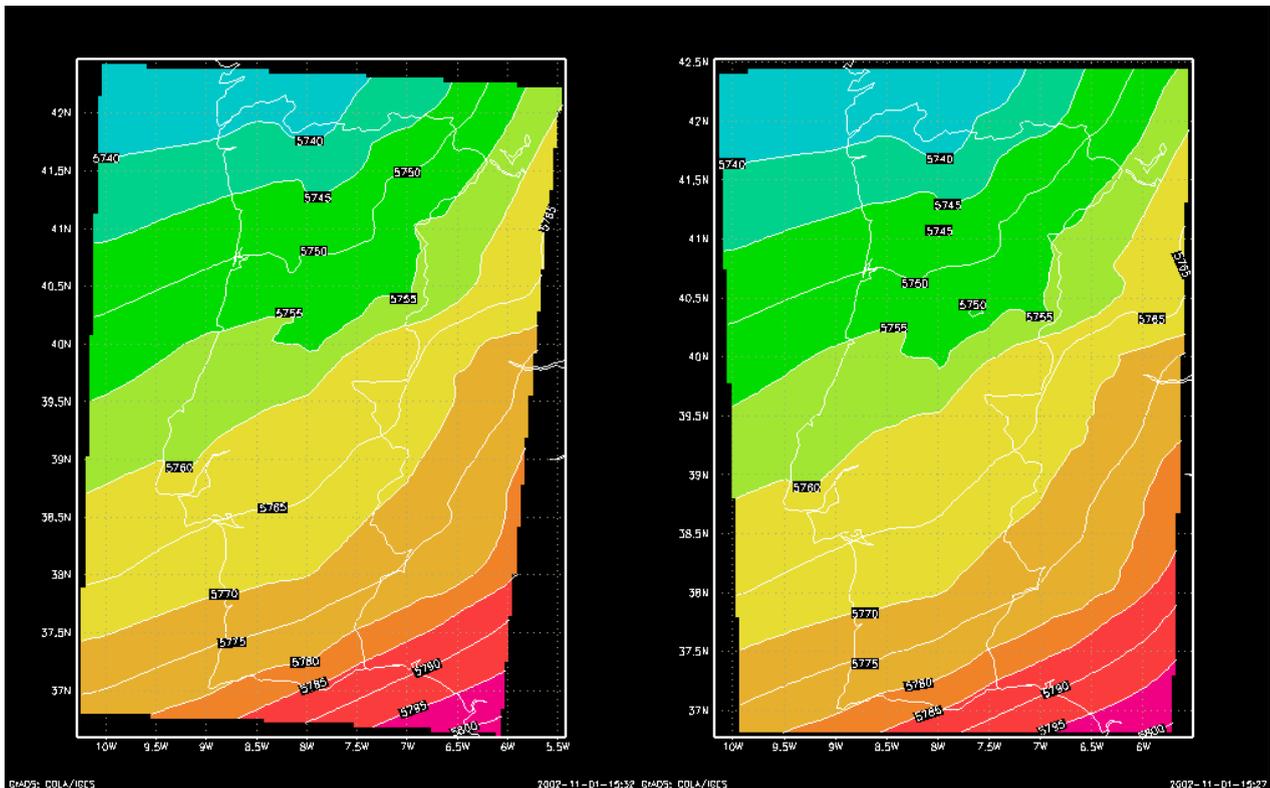


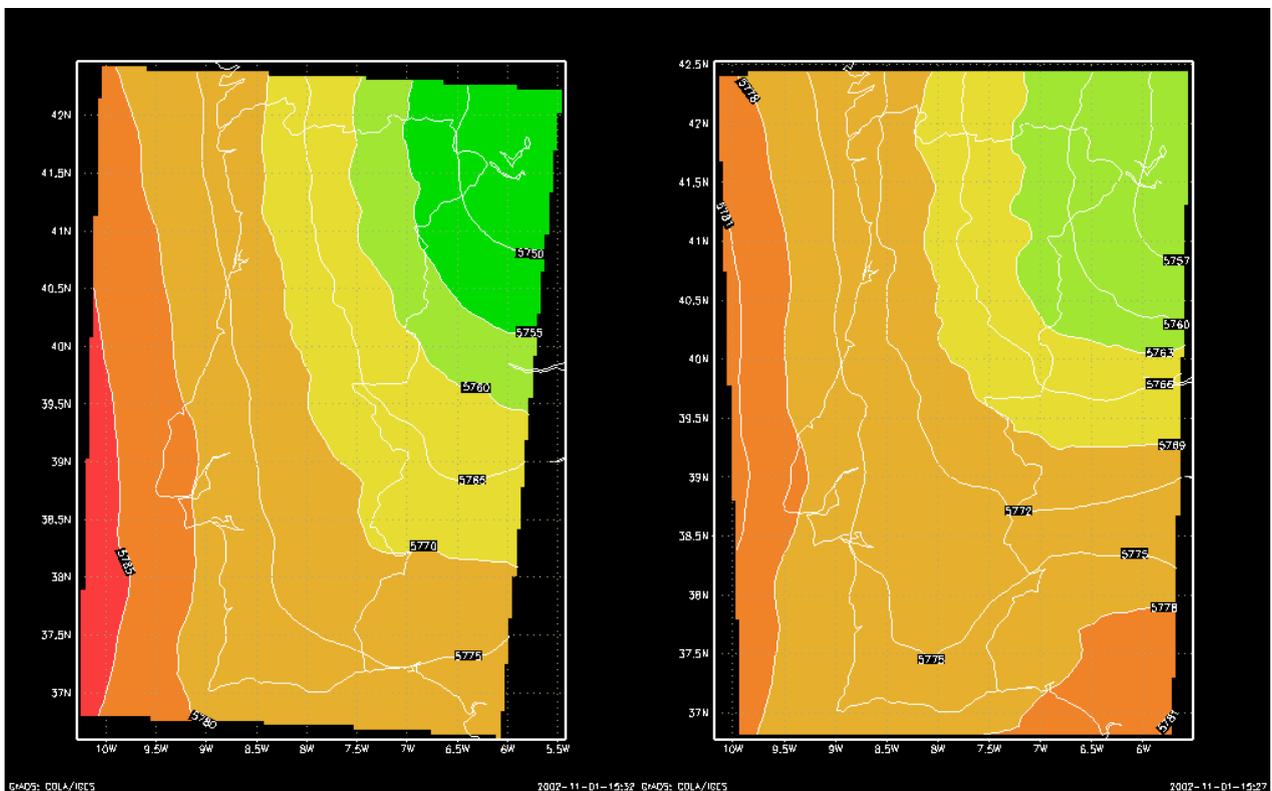
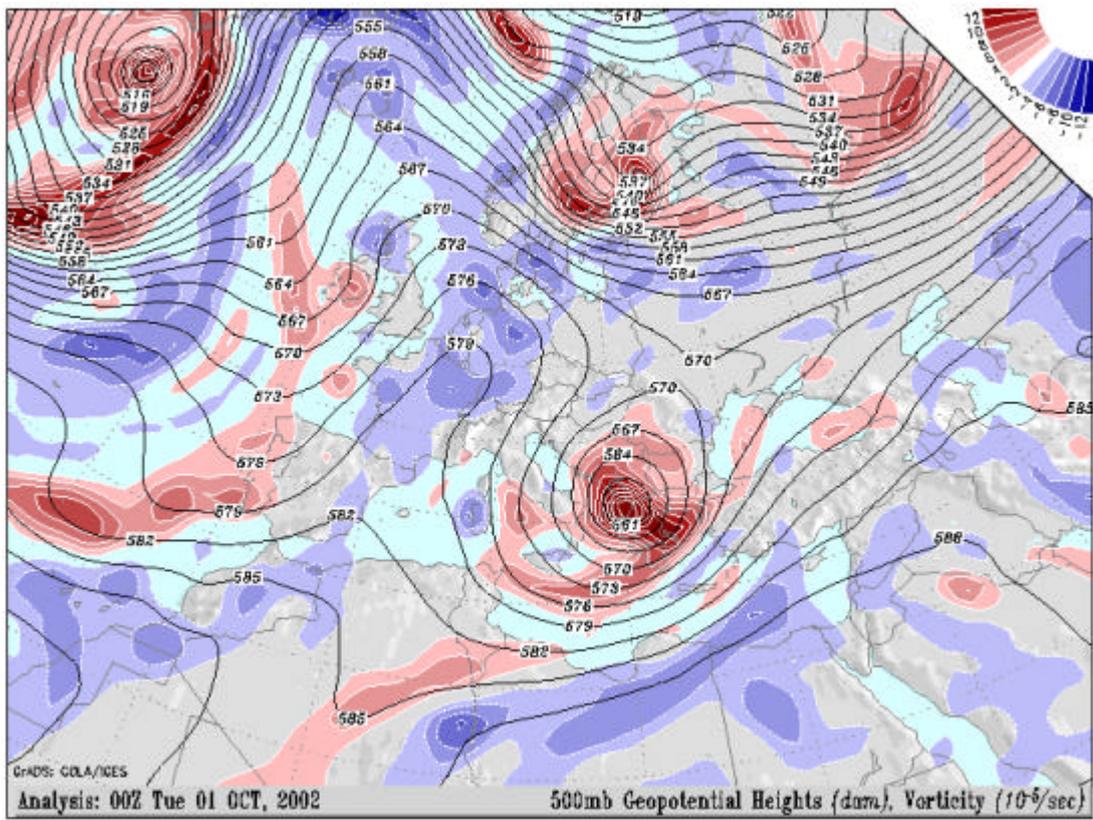
Figura 39 - Temperatura dos 850 mbar às 72 horas da simulação iniciada em 1 de Outubro de 2002 com a nova configuração (coluna da esquerda) e a configuração antiga (coluna direita) .

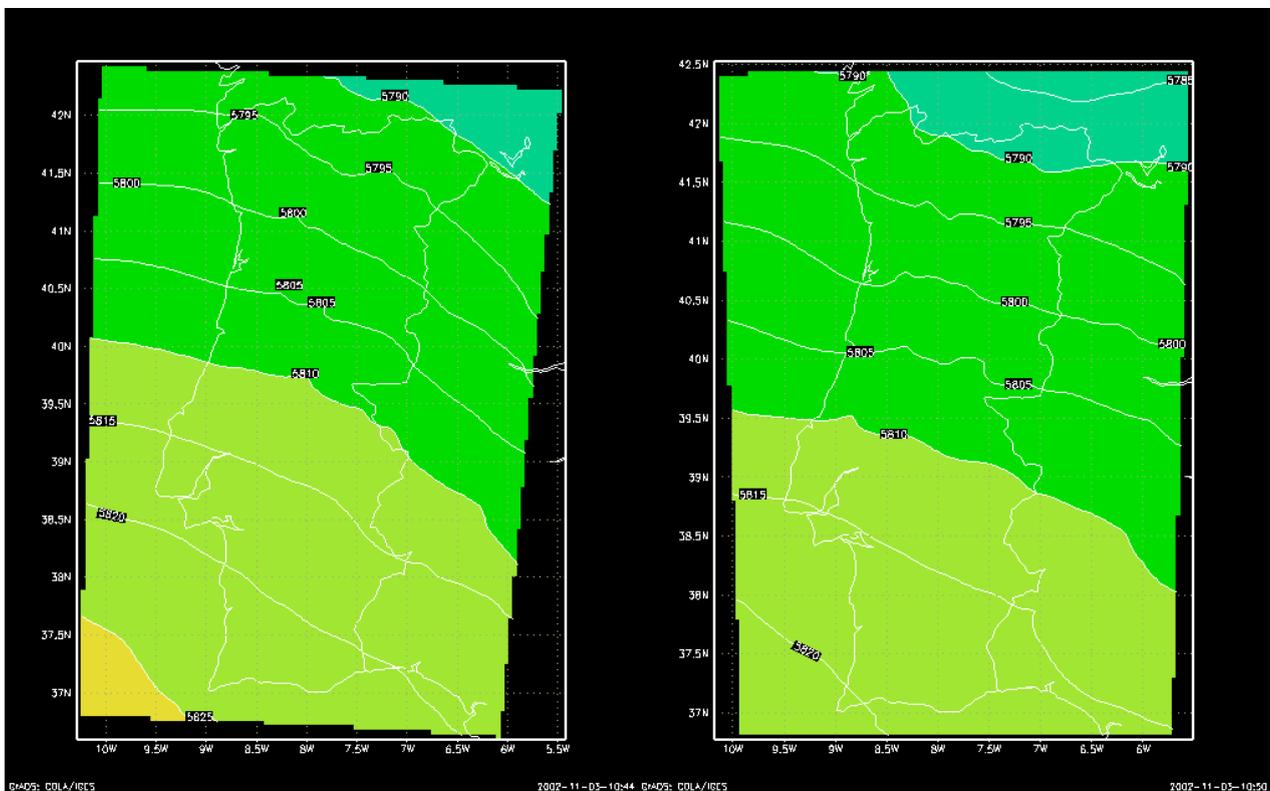
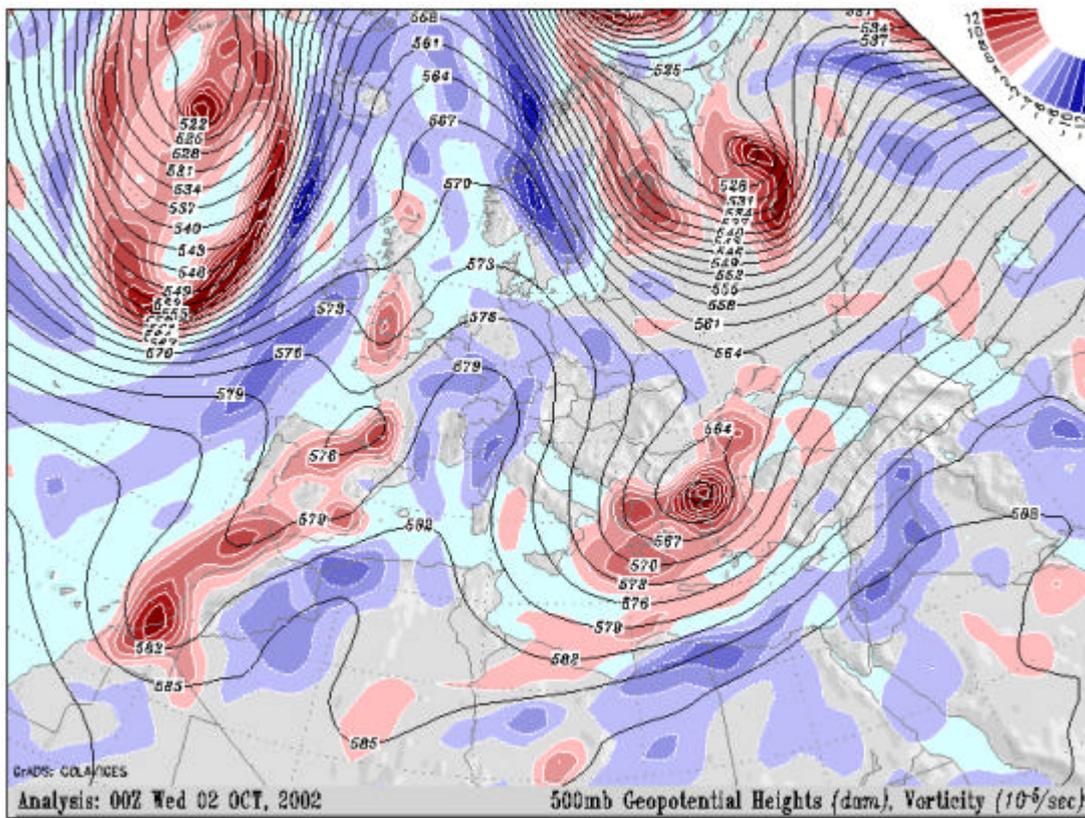
Os padrões espaciais resultantes da distribuição de temperaturas à superfície são semelhantes para as duas configurações embora a nova configuração se apresenta mais quente dum modo geral (Figura 38). A nova configuração também apresenta resultados mais quentes para os 850 mbar (Figura 39) que comparando com as observações parecem estar mais correctos para as 72 horas (para as 24 e 48 horas não é possível tirar conclusões devido às diferentes escalas dos mapas). Para podermos tirar conclusões à escala adequada comparámos os resultados das simulações de dia 1 de Outubro com as condições iniciais do AVN com assimilação de observações para os dias 2, 3 e 4 de Outubro (mapas isolados na Figura 38). As conclusões são que a nova configuração parece apresentar melhores resultados para a previsão das temperaturas às 24, 48 e 72 horas, mas a comparação é pouco conclusiva.

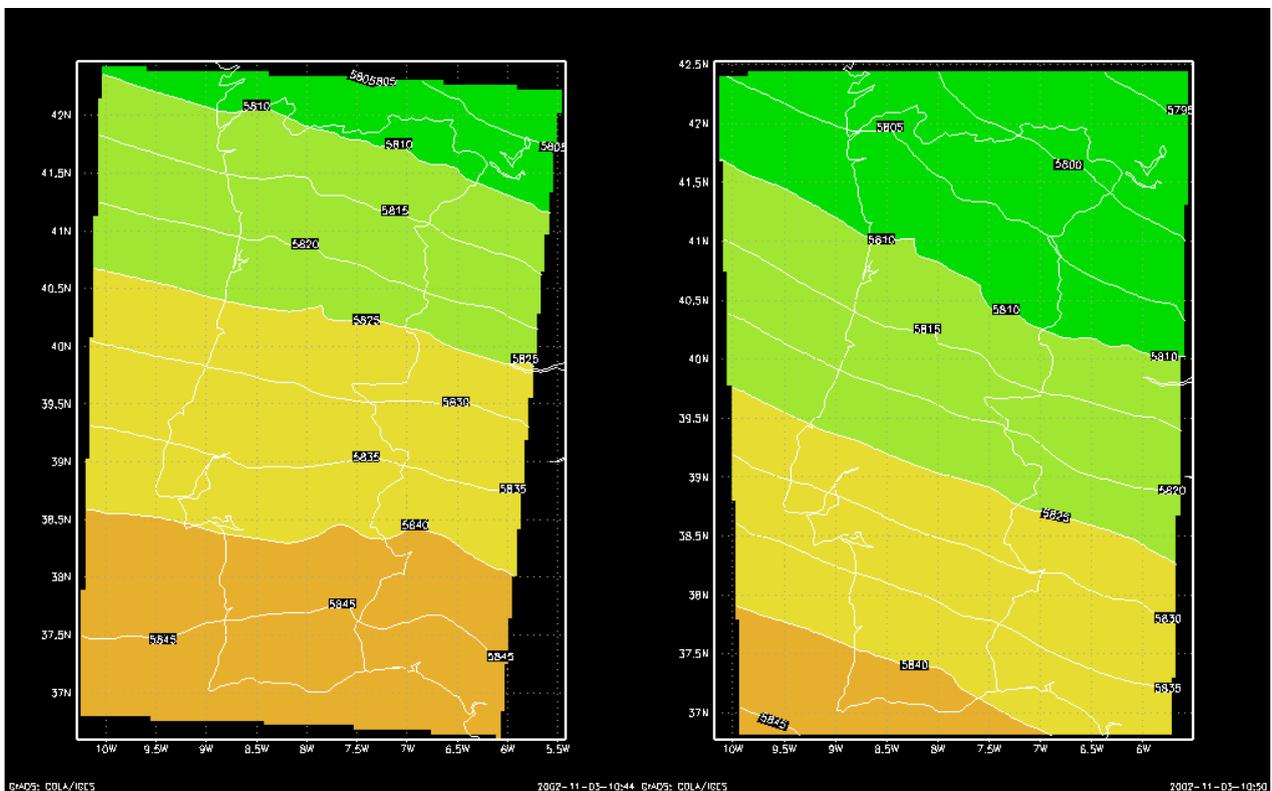
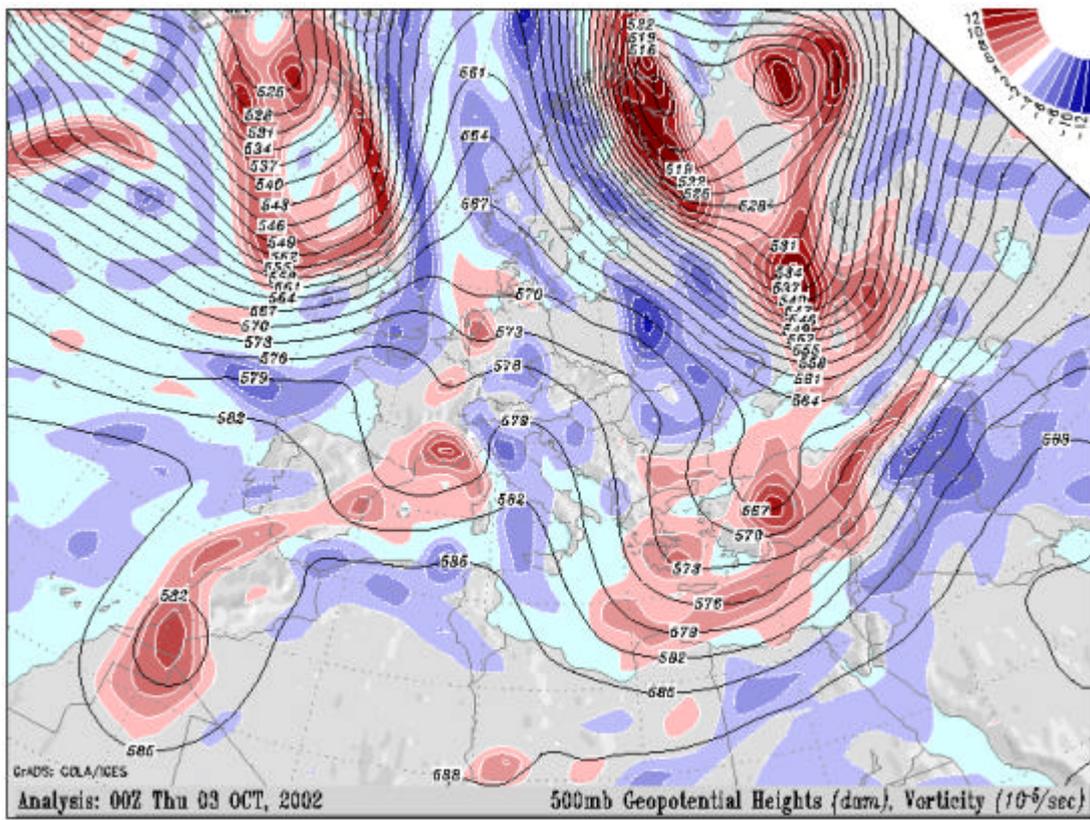
5.2.2.3 Evolução da altura geopotencial aos 500 mbar para a simulação de 1-10-2002

As duas configurações apresentam os padrões de altura geopotencial aos 500 mbar muito semelhantes e que estão razoavelmente de acordo com as observações para as 0 e as 24 horas, para as 48 e as 72 horas as previsões afastam-se um pouco das observações. A configuração II apresenta resultados sensivelmente melhores que a configuração I. O factor que aqui parece controlar os erros é claramente as condições fronteira que se vão degradando ao longo do tempo.









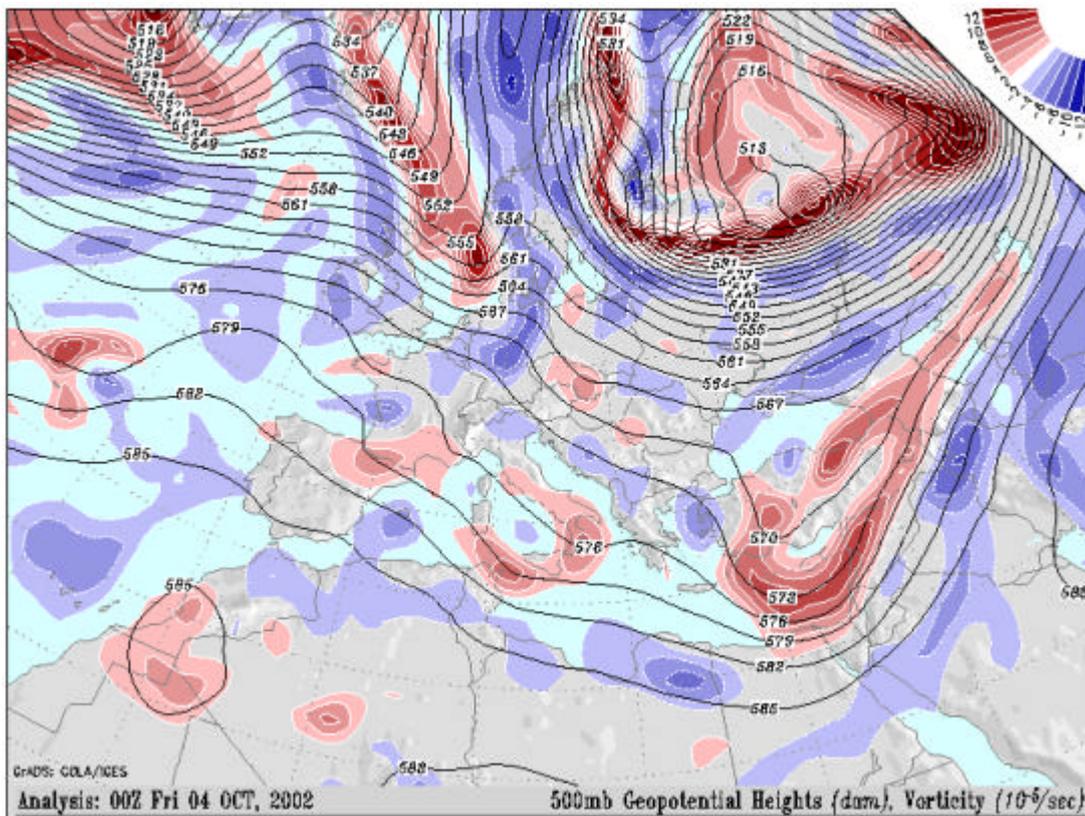


Figura 40 – Evolução da altura geopotencial aos 500 mbar para a simulação iniciada em 1 de Outubro de 2002 com a nova configuração (coluna da esquerda) e a configuração antiga (coluna da direita). Os mapas correspondem às 0, 12, 24, 36, 48 e 60 horas ordenados por linhas. Os mapas que ocupam as duas colunas representam análises feitas pelo National Center for Environmental Prediction dos E.U.A.

5.2.2.4 Configurações Intermédias

Para podermos perceber porque é que a nova configuração do modelo introduz mais erros na simulação da temperatura fizémos simulações com a nova configuração introduzindo pequenas alterações. Considerámos portanto as seguintes configurações em que as alterações à configuração 2 são apresentadas entre parênteses: configuração 3 (domínios da configuração 1), configuração 4 (parametrização da radiação da configuração 1), configuração 5 (parametrização de cumulus e de humidade explicita da configuração 1) e configuração 6 (parametrização de cumulus da configuração 1). Os resultados, que são no mínimo surpreendentes porque estão em desacordo com toda a revisão bibliográfica feita, demonstram que a configuração 3 apresenta globalmente melhores resultados que as outras nomeadamente na temperatura.

Uma das possíveis explicações que pode existir para este facto é a temperatura da superfície do mar ser considerada constante para o tempo da simulação o que se traduz num aumento do erro quando o domínio se estende de modo a abranger uma maior porção do oceano Atlântico. De qualquer modo os resultados da análise de sensibilidade são muito preliminares porque só correspondem a 1 dia e outros teste têm que ser feitos de modo a compreender melhor o porquê da temperatura ser simulada de modo pior pela nova configuração.

5.3 Conclusões

O erro médio absoluto das variáveis por hora de simulação ao longo das 72 horas pertence aos seguintes intervalos: 1 a 3°C para a temperatura, 10 a 20% para a humidade relativa, 1 a 3 m/s para a velocidade do vento, 30° a 70° em sentido horário para a direcção do vento e entre 1 a 4 Pa para a pressão. A diminuição da qualidade dos resultados obtidos ao longo das 72 horas de previsão não é muita apesar de o parâmetro mais sensível que é a precipitação só ter sido analisado para 24 horas.

Os erros associados à magnitude do vento contribuem para aumentar a turbulência à noite e diminuir a turbulência durante o dia. Os erros associados à direcção do vento denotam vento demasiado geostrófico o que significa uma mistura vertical excessiva. O enviesamento da humidade é tipicamente negativo ou seja o modelo é demasiado seco o que também pode resultar de uma mistura vertical excessiva com ar mais seco a níveis superiores. O enviesamento da pressão é positivo o que significa que a previsão prevista é superior à observada. Os erros médios da temperatura a dois metros estão mais correlacionados com os erros médios da magnitude do vento e da humidade relativa durante o dia do que durante a noite ou seja provavelmente durante a noite o principal processo responsável pelos erros gerados é a nebulosidade prevista que controla a radiação de longa radiação perdida para o espaço.

A pressão é a variável mais controlada pelos fenómenos de escala sinóptica e é portanto a variável mais sensível ao tempo de simulação. A humidade relativa e a temperatura também são controladas por esta escala. O vento é uma variável controlada pelas condições locais. As consequências em termos de qualidade de previsão são que a pressão apresenta um erro crescente ao longo do tempo de simulação ao contrário da direcção e da magnitude do vento.

A previsão da altura geopotencial aos 500 mbar também apresenta uma degradação visível ao longo do tempo de simulação.

A configuração II é melhor em todas as variáveis excepto na previsão da temperatura e na previsão de precipitação a 24 horas onde a análise não é conclusiva. A melhoria é mais notória na pressão e na humidade relativa que são as variáveis mais controladas pelo escala sinóptica. O perfil vertical num dia de tempestade é muito melhor simulado com a configuração II do que com a configuração I. A qualidade das previsões da temperatura a 850 mbar e da altura geopotencial também parecem ser sensivelmente melhores com a configuração II apesar de os resultados obtidos serem pouco conclusivos.

6 Conclusões e Trabalho Futuro

Os principais resultados obtidos neste trabalho foram:

- No capítulo 2 uma dedução das equações dinâmicas utilizadas no sistema de modelação MM5 através do método das áreas assim como uma dedução das equações termodinâmicas baseadas no formalismo de Callen.
- No capítulo 3 uma extensa revisão bibliográfica das diferentes parametrizações físicas dos processos de camada limite, da formação de nuvens e de radiação usados no MM5 e dos resultados obtidos. Como resultado as opções de parametrização escolhidas foram para a parametrização da radiação, o esquema de parametrização RRTM (Rapid Radiative Transfer Model), para a parametrização das nuvens o modelo de Arakawa-Shubert para o domínio maior e o modelo de Kain-Fritsh para os dois domínios interiores, para a parametrização explícita da humidade, o modelo 'Simple Ice' de Dudhia para o domínio exterior e o modelo de Schultz para os domínios interiores, para a parametrização da camada limite o modelo MRF e para a parametrização da superfície o modelo de 5 camadas.
- No capítulo 4 uma revisão da importância dos dados do terreno nomeadamente a altimetria e os usos do solo. A altimetria e os usos do solo usados no MM5 foram melhorados com dados de altimetria e de usos do solo cedidos pelo Instituto do Ambiente e pelo Instituto Geográfico Português num sistema de Informação Geográfica (ArcView). Neste capítulo também é apresentada uma revisão bibliográfica da importância dos dados meteorológicos nomeadamente sob a forma de condições fronteira e condições iniciais donde resultou uma definição da extensão dos domínios a usar e a assimilação de observações meteorológicas nas condições iniciais. É feita a análise dos dados do AVN e do NCEP/NCAR Reanalysis, os primeiros adequados à previsão meteorológica, e os segundos à análise de casos históricos. Como resultado deste capítulo também obtivemos os programas que permitiram a alteração dos dados do terreno, a compilação e alteração dos dados meteorológicos de modo a poderem ser assimilados pelo MM5 nas condições iniciais e a alteração dos dados do Reanalysis dum formato NetCDF para um formato lido pelo MM5.
- No capítulo 5 foi feita uma análise estatística de 4 meses de resultados do MM5 para Lisboa, Porto e Faro, e uma comparação com resultados do mesmo modelo obtidos na literatura. Concluí-se que os nossos resultados são semelhantes aos resultados obtidos noutros estudos. Neste capítulo também foi feita uma comparação para 18 dias entre a configuração que está operacional na NET e a configuração proposta como resultado deste trabalho. Os resultados apresentados pela nova configuração são melhores com excepção da variável temperatura e da precipitação.

Os métodos numéricos não foram abordados nesta tese. A principal razão brevidade deve-se ao facto de tendo que optar como afectávamos o nosso tempo resolvemos concentrarmo-nos nos aspectos que eram passíveis de serem alterados e dessa forma contribuírem para melhorar os resultados obtidos.

Seguidamente será feito um estudo mais detalhado da análise de sensibilidade do modelo às diferentes opções físicas, tamanho dos domínios e qualidade das condições fronteira e condições iniciais, de modo a melhorarmos a qualidade da previsão meteorológica para Portugal Continental. Esta optimização pode contemplar no futuro uma assimilação de dados a 4 dimensões, a assimilação de dados de satélite e o uso de um modelo de solo e de camada limite mais detalhados

já disponíveis no MM5 e que não foram explorados porque presentemente não temos dados suficientes disponíveis para Portugal.

A adaptação de um dos pré-processadores do MM5 a dados NetCDF permite-nos ter acesso aos dados meteorológicos produzidos pelo programa Reanalysis desde 1948. Estes dados têm grande fiabilidade e permitem construir através do MM5 uma base de dados meteorológicos para Portugal numa malha de 27 ou 9 km. Esta base de dados permitirá estudos de diversas natureza: poluição atmosférica, planeamento do território, climático, etc. A criação desta base de dados é objecto de uma candidatura a um projecto Sapiens realizada em Maio de 2002.

Uma das aplicações dos dados referidos, iniciada no âmbito desta tese, é a ligação do modelo MM5 ao modelo MOHID3D, de modo, por exemplo, a avaliar a importância de instalar sistemas à prior de tratamento mais sofisticados no emissário da Guia no estuário do Tejo ou permitir agir de modo mais informado em desastres como o caso recente do Prestige.

Uma das aplicações futuras que resultam directamente da experiência adquirida na utilização do MM5, dos dados meteorológicos produzidos e da base de dados climática a criar, será a disponibilização de uma ferramenta pedagógica importante para os alunos de Engenharia do Ambiente, quer na compreensão fundamental dos processos meteorológicos, quer nas aplicações em outras áreas.

7 Bibliografia

- Anthes, R., 1977: A Cumulus parametrization scheme utilizing a one-dimensional cloud model. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 270-286.
- Arakawa, A., Shubert, W., 1973: Interaction of a Cumulus Cloud Ensemble with the Large-Scale Environment, Part I. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 31, 674-701.
- Arellano, J., Vellinga, O., Holtlag, A., Bosveld, F., Baltink, H., 2002: Observational Evaluation of PBL Parametrizations modelled by MM5. The Eleventh PSU/NCAR Mesoscale Model Users' Workshop, 25-27 June 2001, Boulder, Colorado.
- Asai, T., 1969: A numerical study of the air-mass transformation over the Japan Sea in winter. *J. Meteor. Soc. Japan*, 43, 1-15.
- Baldwin, D., Hsie, E., Anthes, 1984: Diagnostic Studies of a two-dimensional simulation of frontogenesis in a moist atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2686-2700.
- Baumhefer, D., Perkey, J., 1982: Evaluation of lateral boundary errors in a limited-domain model. *Tellus*, 34, 409-428.
- Betts, A., Miller, M., 1986: A new convective adjustment scheme. Part II: Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air-mass data sets. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 112, pp 693-709.
- Betts, A., 1986: A new convective adjustment scheme. Part I: Observational and theoretical basis. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 112, pp 677-691.
- Blackadar, A., 1996: *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere*. Springer, 185 pp.
- Bohren, C., Albrecht, B., 1998: *Atmospheric Thermodynamics*. Oxford.
- Bright, D., Mullen, S., 2002: The sensitivity of the numerical simulation of the southwest monsoon boundary layer to the choice of PBL turbulence parametrization. *Weather and Forecasting*, 17, 99-114.
- Burk, S., Thompson, T., 1988: A vertically nested regional numerical weather prediction model with second-order closure physics. *Monthly Weather Review*, 117, 2305-2324.
- Callen B. Herbert, 1985: *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*, 2nd Edition, John Wiley & Sons. B. .
- Campbell, G., Norman, J., 1998: *Environmental Biophysics*. Springer, 2nd Edition.
- Chambel, P. 2002: por aqui o nome da tese do Paulo.
- Chen, F., Dudhia, J., 2001: Coupling an Advanced Land-Surface-Hydrology Model with the Penn State-NCAR MM5 Modeling System. Part I: Model Implementation and Sensitivity. *Monthly Weather Review*, 129, 569-585.
- Chen, F., Dudhia, J., 2001: Coupling an Advanced Land-Surface-Hydrology Model with the Penn State-NCAR MM5 Modeling System. Part II: Preliminary Model Validation. *Monthly Weather*

Review, 129, 587-604.

Cheng, Y., Canuto, M., Howard, A.: An improved model for the turbulent PBL. *Journal of the Atmospheric sciences*, 59, 1550-1565.

Colle, B., Olson, J., Tongue, J., 2002: Long Term verification of the Real Time MM5 and Eta over the Northeast U.S. The Twelfth PSU/NCAR Mesoscale Model Users' Workshop, 23-24 June 2002, Boulder, Colorado (apresentação oral).

Chou, M., 1992: A solar radiation model for use in climate studies. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49, 762-772.

COMET, 1998a: AVN/MRF Model Biases and Corrections. Apresentação feita no Simpósio do COMET – Cooperative Program for Operational Meteorology, Education and Training sobre Numerical Weather Prediction.

COMET, 1998b: AVN/MRF Changes and Impacts. Apresentação feita no Simpósio do COMET – Cooperative Program for Operational Meteorology, Education and Training sobre Numerical Weather Prediction.

COMET, 1998c: AVN/MRF Model Characteristics. Apresentação feita no Simpósio do COMET – Cooperative Program for Operational Meteorology, Education and Training sobre Numerical Weather Prediction.

Comrie, A., 2000: Mapping a wind-modified urban heat island in Tucson, Arizona. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 81, No. 10, 2417-2431.

Cotton, W., Anthes, R., 1989: *Storm and Cloud Dynamics*. Academic Press.

Cox, R., Bauer, B., Smith, T., 1998: A Mesoscale Model Intercomparison. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 79, No. 2, 265-283.

Dickinson, R., Errico, F., Giorgi, F., Bates, T., 1988: Modeling of historic, prehistoric and future climates of the Great Basin. NCAR Final Rep. to USGS/NNWSI, 46 pp.

Diner, D., Asner, G., Davies, R., Knyazikhin, Y., Muller, J., Nolin, A., Pinty, B., Schaaf, C., Stroeve, J., 1999: New directions in earth observing: scientific applications of multiangle remote sensing. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 80, No. 11, 2209-2228.

Domingos, J., 1962: Demonstração e generalização do teorema de Kirchhoff e da equação de Clapeyron-Clausius em termostática. *Técnica*.

Domingos, J., 1996: *Termodinâmica – Princípios e Conceitos Fundamentais da Termodinâmica Macroscópica*, Secção de Folhas do Instituto Superior Técnico.

Domingos, J., Domingos, T., 2003: *Termodinâmica – Princípios e Conceitos Fundamentais da Termodinâmica Macroscópica*, (em preparação).

Domingos, J., Sousa, T., 2001: Using MM5 in the Lisbon Area 12,13 and 14 June - Exploratory Results, Santiago de Compostela. (Poster)

Doty, B., 1995: *Grads, The Grid Analysis and Display System*.

- Dudhia, J., 1989: Numerical study of convection observed during the winter monsoon experiment using a mesoscale two-dimensional model. *J. Atmos. Sci.*, 46, 3077-3107.
- Dudhia, J., 1993: A Nonhydrostatic Version of the Penn State –NCAR Mesoscale Model: Validation Tests and Simulation of an Atlantic Cyclone and Cold Front. *Monthly Weather Review*, 121, 1493-1513.
- Dudhia, J., Gill, D., Guo, Y., Manning, K., Wang, W., Chiszar, J., 2000: Mesoscale Modeling System Tutorial Class Notes and User's Guide: MM5 Modeling System Version 3, PSU/NCAR.
- Dudhia, J., 2001: Mesoscale Model Nesting and Boundary Conditions. Conferências do Curso de Verão "Modeling Techniques for Weather Forecast Applied to the Environment", Santiago de Compostela, Espanha, Julho 2001.
- Dudhia, J., 1996: A multi-layer soil temperature model for MM5. The Sixth PSU/NCAR Mesoscale Model Users' Workshop, 23-24 June 1996, Boulder, Colorado.
- Frank, W., 1983: Review – The Cumulus Parametrization Problem. *Monthly Weather Review*, 111, 1859-1871.
- Fritsch, J., Chappel, F., 1980: Numerical Prediction of convectively driven mesoscale pressure systems. Part I: Convective parameterization. *Mon. Wea. Rev.*, 104, 1408-1418.
- Gallus, W., 1999: Eta Simulations of three extreme precipitation events: sensitivity to resolution and convective parameterization. *Weather and Forecasting*, 14, 405-426.
- Garrat, J., 1992: The atmospheric boundary layer. Cambridge.
- GDAS – Global Data Assimilation Group, 2002a: SSI Analysis system documentation. Global Data Assimilation Documentation disponível em <http://wwwt.emc.ncep.noaa.gov/gmb/gdas>.
- GDAS – Global Data Assimilation Group, 2002b: Analysis and Forecast performance Statistics. Global Data Assimilation Documentation disponível em <http://wwwt.emc.ncep.noaa.gov/gmb/gdas>.
- Giorgi, F., 1991: Sensitivity of simulated summertime precipitation over Western United States to different physics parametrizations. *Monthly Weather Review*, 115, pp 2870-2888.
- Giorgi, F., Marinucci, M., 1991: Validation of a regional atmospheric model over Europe: Sensitivity of wintertime and summertime simulations to selected physics parametrizations and lower boundary conditions. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 117, pp 1171-1206.
- Gochis, D., Shuttleworth, W., Yang, Z., 2002: Sensitivity of the modeled North American Monsoon Regional climate to Convective Parametrizations. *Monthly Weather Review*, 130, 1282-1298.
- Grell, G., Kuo, Y., 1991: Semiprognostic Tests of Cumulus Parametrizations Schemes in the Middle Latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, 119, 5-31.
- Grell, G., 1993: Semi-prognostic tests of cumulus parametrizations schemes in the middle latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, 121, 764-787.
- Grell, G., Dudhia, J., Stauffer, D., 1995: A description of the Fifth-Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5). NCAR TECHNICAL NOTE.

- Hello, G., Lalauette, F., Thepaut, J., 2000: Combined use of sensitivity information and observations to improve meteorological forecasts. A feasibility study of the Christmas Storm. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126, 621-647.
- Holton, J., 1992: *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press.
- Hong, S., Pan, H., 1996: Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium range forecast model. *Mon. Wea. Rev.*, 124, 2322-2339.
- Hong, S., 1999: Implementing a Nonlocal Boundary-Layer Vertical Diffusion Scheme. Report NCEP MRF/RSM.
- Hsie, E., Anthes, A., 1984: Simulations of frontogenesis in a moist atmosphere using alternative parametrizations of condensation and precipitation. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2701-2716.
- Hsie, E., Anthes, A., Keyser, D., 1984a: Numerical Simulation of frontogenesis in a moist atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2581-2594.
- Hutchinson, T., Honey, S., Marshall, S., 2002: Successes and Problems in developing a real-time MM5 forecast system. The Twelfth PSU/NCAR Mesoscale Model Users' Workshop, 23-24 June 2002, Boulder, Colorado (apresentação oral).
- Janjic, Z., 1990: The Step-Mountain Coordinate Model: Physical Package. *Mon. Wea. Rev.*, 118, 1429-1443.
- Janjic, Z., 1994: The Step-Mountain Eta Coordinate Model: Further Developments of the Convection, Viscous Sublayer, and Turbulence Closure Schemes. *Mon. Wea. Rev.*, 122, 927-945.
- Junker, W., 1998: Intelligent Use of the AVN/MRF. Apresentação feita no Simpósio do COMET – Cooperative Program for Operational Meteorology, Education and Training sobre Numerical Weather Prediction
- Kain, J., Fritsch, J., 1993: Convective parameterizations for mesoscale models: The Kain-Fritsch Scheme. The representation of cumulus convection in numerical models. K. Emanuel and D. Raymond. Eds., *Amer. Meteor. Soc.*, 246 pp.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woolen, J., Zhu, Y., Leetma, A. and B. Reynolds, 1996: The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 77, No.3, pp. 437-472.
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulations. *Meteor. Monogr*, No. 27, *Amer. Meteor. Society*, 84 pp.
- Kiehl, T., Trenberth, E., 1997: Earth's Annual Global Mean Energy Budget. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 78, No.2, pp. 197-202.
- Kistler, B., Kalnay, E., Collins, W., Saha, S., White, G., Woolen, J., Chelliah, M., Ebisuzaki, E., Kanamitsu, M., Kousky, V., Dool, H., Jenne, R. and Fiorino, M., 2001: The NCEP-NCAR 50-Year Reanalysis: Monthly Means CD-ROM and Documentation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 82, No.2, pp. 247-267.
- Klausmann, M., Robe, F., Phandis, M., Scire, J., 2002: Sensitivity of Explicitly Simulated

Convection to Mother Domain Cumulus Parametrizations Schemes. The Twelfth PSU/NCAR Mesoscale Model Users' Workshop, 23-24 June 2002, Boulder, Colorado (apresentação oral).

Klempt, J., Wilhelmson, R., 1978: Simulations of three dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1070-1096.

Kristjánsson, J. E., 1992: Initialization of cloud water in a numerical weather prediction model. *Meteor. Atmos. Phys.*, 50, 21-30.

Lacis, A., Hansen, E., 1974: A parametrization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 31, 118-133.

Langland, R., Toth, Z., Gelaro, R., Szunyogh, I., Shapiro, M., Majumdar, S., Morss, R., Rohaly, G., Velden, C., Bond, N., Bishop, C., 1999: The North Pacific Experiment (NORPEX-98): targeted observations for improved North American weather forecasts. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 80, No. 7, 1363-1384.

Langland, R., Shapiro, M., Gelaro, R., 2002: Initial Conditions Sensitivity and error growth in forecasts of the 25 January 2000 East Coast Snowstorm. *Monthly Weather Review*, 130, 957-974.

Lin, Y., Farley, D., Orville, D., 1983: Bulk parametrization of the snow field in a cloud model. *J. Climate Appl. Meteor.*, 22, 1065-1092.

Liou, K., 1980: An Introduction to Atmospheric Radiation. *Int. Geophys. Ser.*, Vol 25. Academic Press, 392 pp.

Liu, J., Orville, D., 1969: Numerical modeling of precipitation and cloud shadow effects on mountain induced cumuli. *Journal of Atmospheric Sciences*, 26, 1283-1298.

Long, P., 1988: Atmospheric boundary Layer and processes at the earth's surface. Report NCEP MRF/RSM.

Mannig, K., Davis, C., 1997: Verification and Sensitivity experiments for the WISP94 MM5 forecasts. *Weather and Forecasting*, 12, 719-135.

Mahrt L., Ek, M., 1993: Spatial variability of turbulent fluxes and roughness lengths in Hapex-Mobilhy. *Boundary-Layer Meteorology*, 65, 381-400.

Marshall, S., Palmer, W., 1948: The distribution of raindrops with size. *Journal of Meteorology*, 5, 165-166.

Mass, F., Ovens, D., Westrik, K, Colle, B., 2002: Does Increasing Horizontal Resolution Produce more Skillful Forecasts? *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 83, No.3, pp. 407-430.

Mellor, G., Yamada, T., : A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31, 1791-1806.

Molinari, J., Dudek, M., 1992: Parametrization of convective Precipitation in Mesoscale Numerical Models: a Critical Review. *Mon. Wea. Rev.*, 120, 326-344.

Monteith, J., Unsworth, M., 1990: Principles of Environmental Physics. Arnold, 2nd edition.

- National Weather Service, 2001: Understanding NWP Models and their processes – Distance Learning Course.
- Nuss, W., Titley, D., 1994: Use of multiquadratic interpolation for meteorological objective analysis. *Monthly Weather Review*, 122, 1611-1631.
- Orville, D., Kopp, J., 1977: Numerical Simulation of the life history of a hailstorm. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1596-1618.
- Palma, J., Domingos, J., Pita, G., Sousa, T., 2002: Filling the Gaps in a farm meteorological Station with MM5, VII ESA Conference in Cordoba (Oral Presentation).
- Paltridge, G., Platt, C., 1976: *Radiative Processes in Meteorology and Climatology*. Elsevier.
- Pan, L., Mahrt, L., 1987: Interaction between soil hydrology and boundary layer developments. *Boundary Layer Meteorology*, 38, 185-202.
- Pan, H. Wu, W., 1995: Implementing a Mass Flux Convection Parametrization Package for the NMC Medium Range Forecast Model. NMC Office Note, No. 409, 40pp.
- Peixoto, J., Oort, A., 1992: *Physics of Climate*, American Institute of Physics.
- Pielke, R., 1984: *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press.
- Pielke, R., 2002: *Mesoscale Meteorological Modeling*. Academic Press.
- Rew, R., Pincus, R., 2000: *NetCDF User's Guide for Fortran 90*, University Corporation for Atmospheric Research, Boulder, Colorado.
- Rabier, G., Klinker, P., Courtier, P., Hollingsworth, A., 1996: Sensitivity of forecast errors to initial conditions. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 122, 121-150.
- Rabin, R., Stadler, S., Wetzel, P., Stensrud, D., Gregory, M., 1990: Observed Effects of Landscape Variability on Convective Clouds. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 71, No.3, pp. 272-280.
- Reisner, J., Brientjes, T., 1998: Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using MM5 mesoscale model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 124, 1071-1107.
- Riphagen, H., Bruyère, C., Jordaan, W., Poolman, R., Gertenbach, J., 2002: Experiments with the NCEP Regional Eta Model at the South African Weather Bureau, with Emphasis on Terrain Representations and its Effect on Precipitation Predictions. *Mon. Wea. Rev.*, 130, 1246-1263.
- Rodgers, D., 1967: The use of emissivity in atmosphere radiation calculation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 93, 43-52.
- Rosa, G., 2000: Caracterização Micro-Meteorológica de uma área rural: modelação e calibração experimental. Trabalho Final de Curso de Engenharia do Ambiente do IST.
- Rutledge, S., Hobbs, P., 1983: The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. Part VIII : A model for the seeder-feeder process in warm-frontal rainbands. *J. atmos. Sci.*, 40, 1185-1206.

- Salby, M., 1996: *Fundamentals of Atmospheric Physics*. Academic Press.
- Sellers, H., Yang, Z., Dickinson, R., 1993: The Project for Intercomparison of Land-surface Parameterization Schemes. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 74, No.7, pp. 1335-1349.
- Smith, C., Lakhtakia, M., Capehart, W., Carlson, T., 1994: Initialization of soil-water content in regional-scale atmospheric prediction models. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 75, No.4, pp. 585-593.
- Stein, U., Alpert, P., 1993: Factor Separation in numerical simulations. *J. Atm. Sci.*, 50, 2107-2115.
- Stensrud, J., Crawford, T., Mora, F., Merchant, J., Wetzel, P., 2001: Value of Incorporating Satellite-Derived Land Cover Data in MM5/PLACE for Simulating Surface Temperatures. *Journal of Hydrometeorology*, 2, 453-468.
- Stephens, G., 1978: Radiative Properties of extended water clouds. *J. Atmos. Sci.* 35, 2111-2132.
- Stephens, G., 1984: The Parameterization of Radiation for Numerical Weather Prediction and Climate Models. *Mon. Wea. Rev.*, 112, 826-867.
- Stull, R., 1988: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers, 670 pp.
- Stull, R., 2000: *Meteorology for Scientists and Engineers*. 2nd Edition Brooks/Cole.
- Schultz, P., 1998: An explicit cloud physics parametrization for operational numerical weather prediction. *Mon. Wea. Rev.*, 123, 3331-3343.
- Telles, G., Cabral, F., 1999: *A árvore em Portugal*. Assirio & Alvim, 203 pp.
- Treadon, R., Peterson, A., 1993: Domain size sensitivity experiments using the NMC Eta Model. Preprints, Proc. 13th Conf. on Weather Analysis and Forecasting, Vienna, VA, Amer. Meteor., Soc., 176-177.
- Warner, T., Peterson, R., Treadon, R., 1997: A Tutorial on Lateral Boundary Conditions as a Basic and Potentially Serious Limitation to Regional Numerical Weather Prediction. *Bulletin of the American Meteorological Society*, Vol. 78, No.11, pp. 2599-2617.
- Webster, P., Stephens, L., 1980: Tropical upper-tropospheric extended clouds: Inferences from winter MONEX. *J. Atmos. Sci.*, 37, 1521-1541.
- Weigandt, S., Shapiro, A., Droegemeier, K., 2002: Retrieval of Model Initial Fields from Single-Doppler Observations of a Supercell Thunderstorm. Part II: Thermodynamic Retrieval and Numerical Prediction. *Monthly Weather Review*, 130, 454-476.
- White, B., Paegle, J., Steenburgh, W., Horel, J., Swanson, R., Cook, L., Onton, D., Miles, J., 1998: Short-Term Forecast Validation of Six Models. *Weather and Forecasting*: Vol. 14, No. 1, pp. 84-108.
- Wilks, D., 1995: *Statistical Methods in the Atmospheric Sciences*. Academic Press.

Xiu, A., Pleim, J., 2001: Development of a Land Surface Model. Part I: Application in a Mesoscale Meteorological Model. *Journal of Applied Meteorology*, 40, 192-209.

Zhang, D., Hsie, E., Moncrieff, M., 1988: A comparison of explicit and implicit predictions of convective and stratiform precipitating weather systems with a meso- β -scale numerical model. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 114, 31-60.

Zhang, F., Rotunno, C., 2002: Mesoscale Predictability of the 'Surprise' Snowstorm of 24-25 January 2000. *Monthly Weather Review*, 130, 1617-1632.

Zhang, D., Anthes, R., 1982: A high-resolution model of the planetary boundary layer – sensitivity tests and comparisons with SESAME-79 data. *Journal of Applied Meteorology*, 21, 1594-1609.

Zhao, Q., 1993: The incorporation and initialization of cloud water / ice in an operational forecast model. Ph.D. thesis, University of Oklahoma, 195 pp.

www.eumetnet.eu.org

www.weather.gov

www.westwind.ch

www.hidromod.pt

<ftp://archive.cdc.noaa.gov/Datasets/archive3/ncep.reanalysis>

<http://www.cdc.noaa.gov>

<http://raob.fsl.noaa.gov/>

<http://snig.igeo.pt/Portugues/Igd/html/framemg.htm>

8 ANEXO I

8.1 Cálculo de derivadas parciais

A derivada parcial de sigma, \mathbf{s} , mantendo x e y constantes é dada por,

$$\left. \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial z} \right|_{x,y} = \frac{1}{p^*} \left. \frac{\partial p_0}{\partial z} \right|_{x,y} = \frac{1}{p^*} \frac{dp_0}{dz} = -\frac{\mathbf{r}_0 g}{p^*},$$

(155)

expressão que se obtém derivando a equação (30) e usando a equação (28).

O diferencial da nova coordenada vertical é dado por:

$$d\mathbf{s} = \frac{p^* d(p_0 - p_t) - (p_0 - p_t) dp^*}{p^{*2}} = \frac{1}{p^*} dp_0 - \frac{\mathbf{s}}{p^*} dp^*.$$

(156)

As derivadas parciais da pressão mantendo σ constante:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{\mathbf{s},y} = \mathbf{s} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right)_{\mathbf{s},y} + \left. \frac{\partial p'}{\partial x} \right)_{\mathbf{s},y}$$
$$\left. \frac{\partial p}{\partial y} \right)_{\mathbf{s},x} = \mathbf{s} \left. \frac{\partial p^*}{\partial y} \right)_{\mathbf{s},x} + \left. \frac{\partial p'}{\partial y} \right)_{\mathbf{s},x}$$

(157)

A derivada parcial da pressão mantendo x e y constantes:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{s}} \right|_{x,y} = \left. \frac{\partial p'}{\partial \mathbf{s}} \right|_{x,y} + p^*$$

(158)

8.2 Método das Áreas (Domingos, J. e Domingos, T., 2003)

O método das áreas permite-nos considerar a seguinte igualdade:

$$\left. \frac{\partial x}{\partial y} \right)_z = \frac{dx \perp dz}{dy \perp dz} = \frac{dx \wedge dz}{dy \wedge dz}$$

(159)

em que a derivada parcial de x em relação a y a z constante é igual ao quociente entre a variação de x que é perpendicular à variação de z (produto externo entre dx e dz) e a variação de y que é

perpendicular à variação de z (produto externo entre dy e dz).

O produto externo de dois diferenciais tem as mesmas propriedades que o produto externo de outras quantidades:

$$dx \wedge dz = -dz \wedge dx$$

$$dx \wedge dx = 0$$

$$dx \wedge (dy + dz) = dx \wedge dy + dx \wedge dz$$

$$adx \wedge dz = a(dx \wedge dz)$$

O operador d tem as seguintes propriedades,

$$df = 0,$$

se f for uma quantidade que se conserve e

$$d(dg) = 0$$

se g for uma variável de estado.

O método das áreas será utilizado em seguida para obter as relações genéricas entre derivadas parciais que serão utilizadas posteriormente.

Considerando a seguinte função de três variáveis,

$$f(x, y, z) = 0 \Leftrightarrow f(x, y(z, x), z) = 0,$$

(160)

como uma das variáveis se pode escrever em função das outras, a variação de uma dada função de três variáveis x , y e z pode ser dada em função das seguintes derivadas parciais:

$$df = \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{y,z} dx + \underbrace{\left. \frac{\partial f}{\partial y} \right)_{x,z}}_0 dy + \left. \frac{\partial f}{\partial z} \right)_{x,y} dz.$$

(161)

Aplicando o produto externo com $d\mathbf{s}$ aos dois membros da equação e dividindo pelo produto externo entre dx e $d\mathbf{s}$ obtemos,

$$df \wedge d\mathbf{s} = \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{y,z} dx \wedge d\mathbf{s} + \left. \frac{\partial f}{\partial z} \right)_{x,y} dz \wedge d\mathbf{s},$$

(162)

$$\frac{df \wedge d\mathbf{s}}{dx \wedge d\mathbf{s}} = \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{y,z} \frac{dx \wedge d\mathbf{s}}{dx \wedge d\mathbf{s}} + \left. \frac{\partial f}{\partial z} \right)_{x,y} \frac{dz \wedge d\mathbf{s}}{dx \wedge d\mathbf{s}},$$

(163)

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{s,y} = \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{y,z} + \left. \frac{\partial f}{\partial z} \right)_{x,y} \left. \frac{\partial z}{\partial x} \right)_{s,y},$$

(164)

que é a relação entre as derivadas parciais de f em relação a x respectivamente a \mathbf{s} e a z constantes.

Aplicando o método das áreas ao seguinte termo,

$$\left. \frac{\partial f}{\partial z} \right)_{x,y} = \frac{df \wedge dx \wedge dy}{dz \wedge dx \wedge dy} = \frac{df \wedge dx \wedge dy}{d\mathbf{s} \wedge dx \wedge dy} \cdot \frac{d\mathbf{s} \wedge dx \wedge dy}{dz \wedge dx \wedge dy} = \left. \frac{\partial f}{\partial \mathbf{s}} \right)_{x,y} \cdot \left. \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial z} \right)_{x,y}$$

(165)

substituindo na equação (164),

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{y,z} = \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{s,y} - \left. \frac{\partial f}{\partial \mathbf{s}} \right)_{x,y} \left. \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial z} \right)_{x,y} \left. \frac{\partial z}{\partial x} \right)_{s,y}.$$

(166)

e simplificando o último termo da equação,

$$\left. \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial z} \right)_{x,y} \left. \frac{\partial z}{\partial x} \right)_{s,y} = \frac{d\mathbf{s} \wedge dx \wedge dy}{dz \wedge dx \wedge dy} \frac{dz \wedge d\mathbf{s} \wedge dy}{dx \wedge d\mathbf{s} \wedge dy} = - \left. \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x} \right)_{z,y},$$

(167)

obtemos,

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{y,z} = \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{s,y} + \left. \frac{\partial f}{\partial \mathbf{s}} \right)_{x,y} \left. \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x} \right)_{z,y}.$$

(168)

A derivada parcial de \mathbf{s} em relação a x com z e y constantes pode ser escrita do seguinte modo usando a definição de σ dada pela equação (30),

$$\left. \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x} \right)_{z,y} = \left. \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial p^*} \right)_{z,y} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right)_{z,y} = - \left. \frac{\mathbf{s}}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \right)_{z,y},$$

(169)

o que permite escrever a equação (168) do seguinte modo,

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{y,z} = \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{s,y} - \left. \frac{\partial f}{\partial s} \right)_{x,y} \frac{s}{p^*} \left. \frac{\partial p^*}{\partial x} \right)_{z,y}.$$

(170)

8.3 Derivada Lagrangeana vs Derivada Euleriana

A derivada lagrangeana dá-nos a taxa de variação ao longo do tempo de uma dada variável num sistema fechado ou seja a fronteira acompanha o movimento da partícula. A derivada euleriana é a taxa de variação ao longo do tempo para uma dada posição fixa no espaço. A relação entre as duas é dada por:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla.$$

(171)

O Instituto Geográfico Português disponibiliza na NET uma carta de ocupação de solos à escala de 1:25000 realizada com base em fotografias do ano de 1990/1991. As classes consideradas são apresentadas na Tabela 16.

8.4 Usos do Solo

Usos definidos pelo Instituto Geográfico Português		Usos do USGS		
1 – Áreas artificiais	Espaço Urbano	1110 Tecido Urbano contínuo	Urbano	
		1120 Tecido Urbano descontínuo	Urbano	
	Infraestruturas e Equipamentos	1210 Zonas industriais e comerciais	Urbano	
		1220 Vias de comunicação (Rodoviárias e ferroviárias)	Urbano	
		1230 Zonas portuárias	Urbano	
		1240 Aeroportos	Urbano	
	Improdutivos	1310 Pedreiras, saibreiras, minas a céu aberto	Vegetação Escassa	
		1320 Lixeiras, descargas industriais e depósitos de sucata	Vegetação Escassa	
		1330 Estaleiros de construção civil	Vegetação Escassa	
	Espaços verdes artificiais	1410 Espaços verdes urbanos (florestais)	Urbano	
1420 Espaços verdes (não florestais) para as actividades desportivas e de lazer		Urbano		
2 – Áreas agrícolas	Terras aráveis-Culturas anuais	2110 Sequeiro	Culturas e Pastagens de Sequeiro	
		2120 Regadio	Culturas e Pastagens de Regadio	
		2130 Arrozaís	Culturas e Pastagens de Regadio	
	Culturas permanentes	2210 Vinha	Culturas e Pastagens de Sequeiro	
		2211 Vinha + Pomar	Culturas e Pastagens de Sequeiro	
		2212 Vinha + Olival	Culturas e Pastagens de Sequeiro	
		2220 Pomar	Mosaíco Agrícola e Florestal	
		2221 Pomar + Vinha	Mosaíco Agrícola e Florestal	
		2222 Pomar + Olival	Mosaíco Agrícola e Florestal	
		2230 Olival	Mosaíco Agrícola e Florestal	
		2230 Olival + Vinha	Mosaíco Agrícola e Florestal	
		2230 Olival + Pomar	Mosaíco Agrícola e Florestal	
		2310 Pastagens	Culturas e Pastagens Sequeiro e Regadio	
	Zonas Agrícolas Heterogéneas	2410 Culturas anuais associadas às culturas permanentes	Mosaíco Agrícola e Grassland	
		2420 Sistemas culturais e parcelares complexos	Mosaíco Agrícola e Grassland	
		2430 Áreas principalmente agrícolas com espaços naturais importantes	Grassland e Arbustos	
		2440 Territórios agro-florestais	Mosaíco Agrícola e Florestal	
3- Florestas e Meios Semi-Naturais	Florestas	3110 Folhosas	Floresta folha larga e perene	
		3111 Sobreiro	Floresta folha larga e perene	
		3112 Azinheira	Floresta folha larga e perene	
		3113 Sobreiro/ Azinheira	Floresta folha larga e perene	
		3114 Castanheiro	Floresta folha larga e caduca	
		3115 Carvalho	Floresta folha larga e caduca	
		3116 Eucalipto	Floresta folha larga e perene	
		3120 Resinosas	Floresta folha agulha e perene	
		3121 Pinheiro Bravo	Floresta folha agulha e perene	
		3122 Pinheiro Manso	Floresta folha agulha e perene	
		Ocupação arbustiva e herbácea	3210 Pastagens pobres, trilhos	Grassland
			3220 Landes e matagal	Arbustos
			3230 Vegetação esclerofítica- carrascal , esteval	Arbustos
	3240 Espaços florestais degradados		Arbustos	
	3310 Praia, dunas, areais e solos sem cobertura vegetal		Vegetação Escassa	
	3320 Rocha nua		Vegetação Escassa	
	3330 Estepes sub-desérticas		Vegetação Escassa	
	3340 Zonas incendiadas recentemente	Vegetação Escassa		
	3350 Neves eternas e glaciares	Neve ou Gelo		
	5- Meios aquáticos	Zonas húmidas continentais	4110 Zonas apaúladas	Zonas Húmidas Florestais
4120 Turfeiras			Zonas Húmidas Herbáceas	
Zonas húmidas marítimas		4210 Sapais	Zonas Húmidas Herbáceas	
		4220 Salinas	Zonas Húmidas Herbáceas	
		4230 Zonas intertidais	Zonas Húmidas Herbáceas	
6- Superfícies com água	Áreas continentais	5110 Linhas de água	Água	
		5120 Planos de água, lagos	Água	
	Águas marítimas	5210 Lagunas e cordões litorais	Água	
		5220 Estuários	Água	
		5230 Mar e Oceano	Água	

Tabela 16 – Categorias da Carta de Uso de Solos 1:100000 do IGP. Equivalência com usos do USGS.