

Roger Paul Dorweiler

**APLICAÇÃO DE MODELAGEM DE TURBULÊNCIA NA CAMADA
LIMITE ATMOSFÉRICA PARA VERIFICAR EFEITOS LOCAIS DE
TOPOGRAFIA**

CURITIBA
2007

Roger Paul Dorweiler

**APLICAÇÃO DE MODELAGEM DE TURBULÊNCIA NA CAMADA
LIMITE ATMOSFÉRICA PARA VERIFICAR EFEITOS LOCAIS DE
TOPOGRAFIA**

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Ciências do Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia, Área Mecânica Computacional. Setor de Tecnologia e Ciências Exatas, Universidade Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Maurício Felga Gobbi

CURITIBA
2007

Dorweiler, Roger Paul

Aplicação de modelagem de turbulência na camada limite atmosférica para verificar efeitos locais de topografia / Roger Paul Dorweiler – Curitiba, 2007.

117 f., il., tab., graf.

Orientador: Prof. Ph. D. Maurício Felga Gobbi

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia.

Inclui bibliografia

1. Turbulências atmosféricas 2. Micrositing. 2. Camada limite atmosférica. 3. Modelo da Turbulência RNG κ - ϵ . 4. CFX. 5. Projeto da Colina de Askervein. I. Título. II. Gobbi, Maurício Felga III. Universidade Federal do Paraná.

CDD 532.0527

TERMO DE APROVAÇÃO

ROGER PAUL DORWEILER

APLICAÇÃO DE MODELAGEM DE TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE
ATMOSFÉRICA PARA VERIFICAR EFEITOS LOCAIS DE TOPOGRAFIA

Dissertação aprovada como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Ciências, pelo Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia, Setor de Tecnologia, Universidade Federal do Paraná, pela banca examinadora:

Prof. Ph.D. Maurício Felga Gobbi
Departamento de Transportes, UFPR
(Orientador)

Prof. Ph.D. Waldyr de Lima e Silva Junior
Departamento de Engenharia Mecânica, UFPR

Prof. Dr. Fernando Tadeu Bóçon
Departamento de Engenharia Mecânica, UFPR

Curitiba, 17 de setembro de 2007

“Big whorls have little whorls,
Which feed on their velocity;
And little whorls have lesser whorls,
And so on to viscosity”
(in the molecular sense).

Lewis Richardson, 1922

AGRADECIMENTOS

A elaboração de qualquer trabalho, por muito individual que seja, requer a ajuda, a colaboração e o apoio de outras pessoas e instituições. Escrevo estas palavras de agradecimento para todos os que, direta ou indiretamente, contribuíram para a realização deste trabalho.

Em primeiro lugar, cabe-me manifestar o meu agradecimento ao Instituto de Tecnologia para o Desenvolvimento – LACTEC, em particular ao meu Chefe Luiz Alberto J. Procopiak, pelo apoio dado que tornou possível a frequência do curso de mestrado e pela disponibilidade dos recursos computacionais, sem os quais este trabalho não se realizaria.

Ao Professor Maurício Felga Gobbi, meu orientador e Professor do Curso de Mestrado pelos ensinamentos transmitidos e pela sua orientação, para que este trabalho fosse finalizado.

Gostaria de expressar o meu agradecimento ao meu amigo Emerson Luis Morais pelo apoio dado com o *software* CFX e pelas suas sugestões e críticas construtivas.

Da mesma forma, estendo meu agradecimento à Aduino Ernesto Scirea Filho, pelas discussões construtivas e a sua revisão ortográfica.

Aos meus colegas pela pronta disponibilidade quando solicitei ajuda, seja de resolver problemas técnicos ou de questões da língua portuguesa.

A minha família que sobre tudo amo muito.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	13
1.1. A ENERGIA EÓLICA NO BRASIL	13
1.2. EFEITOS DA TOPOGRAFIA	14
1.3. EFEITOS DA ESTRATIFICAÇÃO	16
1.4. MOTIVAÇÃO.....	17
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	18
2.1. AS EQUAÇÕES GOVERNANTES PARA ESCOAMENTOS	18
2.2. PROBLEMAS DE FECHAMENTO.	23
2.2.1. <i>O conceito da Viscosidade Turbulenta.....</i>	23
2.2.2. <i>O Modelo Algébrico do Comprimento de Mistura.....</i>	25
3. A ESTRUTURA VERTICAL DA ATMOSFERA	28
3.1. A DIMINUIÇÃO DA PRESSÃO COM A ALTURA	28
3.2. A ESTRUTURA VERTICAL DA TEMPERATURA.....	29
3.3. ESTRATIFICAÇÃO	30
4. A CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA (CLA).....	32
4.1. O VENTO GEOSTRÓFICO	34
4.2. A LEI DE CISALHAMENTO GEOSTRÓFICO.....	36
4.3. O PERFIL LOGARÍTMICO DO VENTO.....	37
4.4. A SUBCAMADA VISCOSA.....	39
5. MODELAGEM DA TURBULÊNCIA	41
5.1. PROBLEMAS DE FECHAMENTO	41
5.2. O MODELO RNG - κ - ϵ	41
6. ASKERVEIN HILL	44
6.1. DESCRIÇÃO DO PROJETO.....	44
6.2. MEDIÇÃO DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA	48
6.2.1. <i>Anemômetros de Copo.....</i>	49
6.2.2. <i>Anemômetros Sônicos.....</i>	49
6.2.3. <i>Anemômetros GILL</i>	49
6.2.4. <i>Sistema de Kite</i>	50
6.2.5. <i>AIRsonde Profiles.....</i>	50
6.2.6. <i>Qualidade das medições.....</i>	51
6.2.7. <i>Speed-Ups.....</i>	52
6.3. GRID DE DADOS DA TOPOGRAFIA	52
7. MODELAGEM DA SUPERFÍCIE.....	54
7.1. O SOFTWARE SURFER DA GOLDEN SOFTWARE INC.....	54
7.2. O SOFTWARE RHINOCEROS® 3.0 DA ROBERT MCNEEL & ASSOCIATES	55
8. MODELAGEM DA MALHA	58
8.1. MALHAS	58
8.2. O SOFTWARE ICEM CFD DA ANSYS	58
8.3. DEFINIÇÃO DE ÁREAS E GERAÇÃO DE MALHAS	61

9.	DISCRETIZAÇÃO COM O SOFTWARE CFX	71
9.1.	O MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS	71
9.2.	AS CONDIÇÕES DE ESCOAMENTO DEFINIDAS NO CFX PARA A SUBCAMADA VISCOSA	72
9.2.1.	<i>Primeiro Passo – Pre</i>	75
9.2.2.	<i>Segundo Passo – Solver</i>	76
9.2.3.	<i>Terceiro Passo – Post</i>	78
10.	O SET-UP NO CFX.....	79
10.1.	CONDIÇÃO DE CONTORNO: ENTRADA	80
10.2.	CONDIÇÃO DE CONTORNO: TETO	85
10.3.	CONDIÇÃO DE CONTORNO: LATERAL	86
10.4.	CONDIÇÃO DE CONTORNO: SAÍDA	86
10.5.	CONDIÇÃO DE CONTORNO: SOLO	86
11.	RESULTADOS	89
11.1.	SPEED-UPS	90
11.2.	SPEED-UPS COM CONDIÇÕES DE CONTORNO MODIFICADAS	103
12.	CONCLUSÃO.....	111
13.	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	114

LISTA DE FIGURAS

- FIGURA 1.1: VISUALIZAÇÃO COM FUMAÇA DO ESCOAMENTO EM TÚNEL DE VENTO (DERICKSEN ET AL., 2004)
- FIGURA 1.2: CROQUI ESQUEMÁTICO DO ESCOAMENTO EM UMA ESCARPA
- FIGURA 1.3: INFLUÊNCIA DA ESTRATIFICAÇÃO SOBRE O PERFIL DE VENTO
- FIGURA 2.1: MÉDIA E SUA FLUTUAÇÃO TURBULENTA
- FIGURA 2.2: HIPÓTESE DO COMPRIMENTO DE MISTURA DE PRANDTL
- FIGURA 3.1: DERIVAÇÃO DA EQUAÇÃO BAROMÉTRICA DE ALTURA (ROEDEL, 2000)
- FIGURA 4.1: A ESTRUTURA DINÂMICA DA CAMADA PLANETÁRIA (ROEDEL, 2000)
- FIGURA 4.2: DISTRIBUIÇÃO DA ESPIRAL DE EKMAN
[HTTP://IOC.UNESCO.ORG/OCEANTEACHER/OCEANTEACHER2/OTHER/NOMMODELING/DAY1/EKMAN.GIF](http://ioc.unesco.org/oceanteacher/oceanteacher2/other/nommodeling/day1/ekman.gif) (JULHO, 2007)
- FIGURA 4.3: DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADE DE VENTO NA SUBCAMADA VISCOSA
- FIGURA 6.1: DETALHES DA TOPOGRAFIA DA COLINA DE ASKERVEIN
- FIGURA 6.2: MAPA DE ASKERVEIN HILL
- FIGURA 6.3: DISTRIBUIÇÃO ESQUEMÁTICO DAS TORRES DE MEDIÇÃO
- FIGURA 6.4: MAPA METEOROLÓGICO
- FIGURA 6.5: MEDIÇÕES COM AIRSONDE PROFILES
- FIGURA 7.1: MAPA DE CURVAS DE NÍVEL DE ASKERVEIN
- FIGURA 7.2: DOBRAS NA SUPERFÍCIE
- FIGURA 7.3: SUPERFÍCIE DA COLINA EM ASKERVEIN MODELADA COM O SOFTWARE RHINOCEROS
- FIGURA 8.1: QUADRO NO ICEM PARA DEFINIR OS PARÂMETROS GLOBAIS DA MALHA TETRAÉDRICA
- FIGURA 8.2: REFINAMENTO EM CURVAS NO ICEM CFD
- FIGURA 8.3: QUADRO NO ICEM PARA DEFINIR OS PARÂMETROS GLOBAIS DA MALHA PRISMÁTICA
- FIGURA 8.4: MALHA TETRAÉDRICA SOBRE A SUPERFÍCIE
- FIGURA 8.5: MALHA COMPLETA. A) CORTE VERTICAL ACIMA DA COLINA. B) 10 CAMADAS DE MALHAS PRISMÁTICAS COM UMA ALTURA DE 15 METROS EM TOTAL
- FIGURA 8.6: DEFINIÇÃO RAZÃO DE ASPECTO PARA MALHAS TRIANGULARES E TETRAÉDRICAS
- FIGURA 8.7: Y^* EM COMPARAÇÃO: ACIMA MALHA 1, NO MEIO MALHA 2 E ABAIXO MALHA 3
- FIGURA 9.1: FORMAÇÃO DOS ELEMENTOS POR TRIANGULAÇÃO GERAL E OS VOLUMES DE CONTORNO (EM VERDE)
- FIGURA 9.2: IMAGEM DO CFX-PRE
- FIGURA 9.3: IMAGENS DO CFX-SOLVER: A) EVOLUÇÃO DOS VALORES DA CONVERGÊNCIA. B.) EVOLUÇÃO DE VALORES NOS PONTOS DE CONTROLE (NESTE CASO AS VELOCIDADES NOS PONTOS DE INSTALAÇÃO DAS TORRES DE MEDIÇÃO)
- FIGURA 10.1 COMPARAÇÃO DE DISTRIBUIÇÕES DE VENTO.
- FIGURA 11.1 AVALIAÇÃO DA INDEPENDÊNCIA DAS MALHAS
- FIGURA 11.2 SPEED-UP PARA A LINHA A-A
- FIGURA 11.3 SPEED-UP PARA A LINHA AA-AA
- FIGURA 11.4 SPEED-UP PARA A LINHA B-B
- FIGURA 11.5 DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADE HORIZONTAL DE VENTO (ACIMA) E DA PRESSÃO (ABAIXO) EM UMA ALTURA DE 10 METROS ACIMA DO SOLO
- FIGURA 11.6 VECTOR PLOT DAS VELOCIDADES DE VENTO PELA VISTA OPOSTA DA COLINA
- FIGURA 11.7 DISTRIBUIÇÃO DE VISCOSIDADE TURBULENTA (ACIMA), DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (NO MEIO) E A DISSIPAÇÃO TURBULENTA (ABAIXO) A UMA ALTURA DE 10 METROS ACIMA DO SOLO
- FIGURA 11.8 DISTRIBUIÇÃO DA VELOCIDADE HORIZONTAL (A), DA VISCOSIDADE TURBULENTA (B), DA DISSIPAÇÃO TURBULENTA (C) E DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (D) COM A ALTURA NO PONTO ANE 10

FIGURA 11.9 DISTRIBUIÇÃO TEÓRICA DA VISCOSIDADE TURBULENTA EM ASKERVEIN SEGUNDO O'BRIAN (1970)

FIGURA 11.10 DISTRIBUIÇÃO DA DISSIPACÃO TURBULENTA COM AS CONDIÇÕES DE ASKERVEIN

FIGURA 11.11 DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

FIGURA 11.12 COMPARAÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO DE VISCOSIDADES TURBULENTAS

FIGURA 11.13 SPEED-UP PARA A LINHA A-A

FIGURA 11.14 SPEED-UP PARA A LINHA AA-AA

FIGURA 11.15 SPEED-UP PARA A LINHA B-B

FIGURA 11.16 RESULTADOS OBTIDOS EM UMA ALTURA DE 10 METROS ACIMA DO SOLO COM A APLICAÇÃO DE μ_T NA CONDIÇÃO DE ENTRADA SEGUNDO O'BRIAN: VISCOSIDADE TURBULENTA (ACIMA), ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (MEIO ESQUERDA), DISSIPACÃO TURBULENTA (MEIO DIREITA), VELOCIDADE DE VENTO (ABAIXO ESQUERDA) E A PRESSÃO ESTÁTICA (ABAIXO DIREITA)

LISTA DE TABELAS

TABELA 2.1 SINAL DO PRODUTO $U^{\prime}V^{\prime}$

TABELA 6.1 DISTRIBUIÇÃO DE DISTÂNCIAS E ALTURAS DAS TORRES DE MEDIÇÃO

TABELA 8.1 QUANTIDADE, TIPO E DISTRIBUIÇÃO DA MALHA 1 E 2

TABELA 8.2 QUALIDADE DA MALHA 1 E 2 EM RELAÇÃO DE RAZÃO DE ASPECTO E DE ÂNGULOS

TABELA 10.1 MEDIÇÕES DE VELOCIDADE DE VENTO EM ASKERVEIN COM SENSORES DIFERENTES

TABELA 10.2 CLASSES E COMPRIMENTOS DA RUGOSIDADE SEGUNDO ATLAS EÓLICO EUROPEU

TABELA 11.1 VALORES DA TURBULÊNCIA NO RS

LISTA DE SIMBOLOS

Simbolo	Unidade	Grandeza física
A, B		Constantes na equação do vento geostrófico
CLA		Camada limite atmosférica
c_p		Calor específico
\vec{e}_z		Vetor unitário
f_c	s^{-1}	Parâmetro de Coriolis
g	ms^{-2}	Aceleração gravitacional
h_e / h_p	m	Altura da camada de Ekman / Prandtl
IT		Intensidade turbulenta relativa
L, l	m	Comprimentos caraterísticos no modelo do comprimento da mistura
l_m	m	Comprimento de mistura
M	kg	Massa de um mol de ar
p	Pa	Pressão barométrica
p_0	Pa	Pressão padrão
R	$Jkg^{-1}K^{-1}$	Constante de gases perfeito
R_i		Número de Richardson
S_T		Termo fonte da temperatura
T	K	Temperatura ou intervalo fixo de tempo
t	s	Tempo
U_t	ms^{-1}	Velocidade tangente da parede
U_*	ms^{-1}	Velocidade de atrito
U^+		Velocidade adimensionalizada na subcamada viscosa
u_i, u_j	ms^{-1}	Velocidades
\bar{u}		Velocidade média
u_i'	ms^{-1}	Flutuações turbulentas
$\bar{u}_i^t(x_0)$	ms^{-1}	Média temporal em um caso estacionário
$G = \sqrt{\bar{u}_g^2 + \bar{v}_g^2}$	ms^{-1}	Vento geostrófico
x	m	Distância na direção i
Y^+		Distância adimensionalizada na subcamada viscosa
Y_R	m	Rugosidade equivalente a grão de areia
z	m	Altura
z_0	m	Rugosidade
α	°	Ângulo entre o vento geostrófico e o perfil logarítmico no solo
ΔY_P	m	Distância até o primeiro nó acima da parede
ϵ	m^2s^{-3}	Dissipação turbulenta
ϵ_{ijk}		Símbolo de permutação 0 para permutações cíclicas +1 para permutações anticíclicas -1 se a permutação for alterada
σ	ms^{-1}	Intensidade das flutuações turbulentas
δ_{ij}		Delta de Kronecker +1 se os índices se repetem 0 se os índices são diferentes
κ		Constante de Von Kármán
κ_t	m^2s^{-2}	Energia cinética turbulenta

κ^+		Rugosidade adimensionalizada
ρ	kgV^{-3}	Densidade de ar seco
Γ	Km^{-1}	Gradiente adiabático da temperatura
Γ_T	m^2s^{-1}	Difusividade turbulenta de calor
τ_ω	Nm^{-2}	Tensão de atrito na parede
τ_{ij}	Nm^{-2}	Tensor de tensão de atrito molecular
τ_{Tij}	Nm^{-2}	Tensor de tensão turbulenta ou tensor de Reynolds
θ	K	Temperatura potencial
μ	m^2s^{-1}	Viscosidade dinâmica ou viscosidade molecular
μ_t	m^2s^{-1}	Viscosidade turbulenta

RESUMO

Esse trabalho científico tem o objetivo de aplicar o modelo de turbulência RNG κ - ϵ na camada limite atmosférica com a ferramenta computacional da ANSYS, Inc. Corporate Information, o programa CFX versão 10. O trabalho foi motivado pela dificuldade no processo de *Micrositing* em escolher dentro de uma área complexa com potencial eólico, o lugar mais apropriado para a instalação de uma usina. A validação do modelo será realizada com os dados obtidos no projeto da medição na colina de Askervein, Escócia, em 1983, referência mundial para a calibração de qualquer modelo numérico aplicada à camada limite em atmosferas neutras.

Em um primeiro passo, serão aplicadas condições de contorno tão próximas quanto possível às medições do projeto de Askervein. A comparação dos resultados com os obtidos pelo *software* WindSim na mesma aplicação mostrou uma boa competitividade.

Como em projetos de *Micrositing* não se possui esta quantidade de informação, em um segundo passo, serão aplicadas condições de contorno somente ligadas aos dados teóricos da meteorologia.

Os modelos indicaram uma grande influência na aplicação dos parâmetros da turbulência na condição de contorno na entrada aos resultados e em especial às velocidades de vento.

Concluindo, o resultado do trabalho servirá como uma base para demais pesquisas nesta área.

Palavras-chave: *Micrositing*, Camada Limite Atmosférica, Modelo da Turbulência RNG κ - ϵ , CFX, Projeto da Colina de Askervein.

ABSTRACT

The objective of this scientific work is the application of the RNG κ - ϵ turbulence model in the atmospheric boundary layer with the ANSYS, Inc. Corporate Information tool CFX version 10. This work was motivated by the difficulties found in the Micrositing process to choose the most appropriate place for a wind turbine inside a complex area with good wind resources. The model will be evaluated with data from the Askervein Hill Project in Scotland, 1983. This project is the worldwide reference for turbulence model calibration applied in neutral atmospheric boundary layers.

As a first step the boundary conditions applied to the model will be as close to the measurements of the Askervein project as possible. In comparison to the results obtained by the *software* WindSim in the same application showed a good competitiveness.

Due to the fact that this amount of data is not available in normal Micrositing projects, as a second step, boundary conditions will be applied only considering theoretical meteorological data.

It was found that the model results are highly influenced by the turbulence parameters applied as boundary condition in the inlet profile, especially concerning the wind velocities.

Concluding, the results serve as a base for further researches in this area.

Keywords: Micrositing, Atmospheric Boundary Layer, Turbulence model RNG κ - ϵ , CFX, Askervein Hill Project.

1. INTRODUÇÃO

1.1. A ENERGIA EÓLICA NO BRASIL

No mundo inteiro, pesquisadores procuram alternativas para uma produção sustentável da energia elétrica, devido aos problemas ambientais que o uso dos recursos fósseis provocam. Entre elas, a energia eólica gerou grandes expectativas especialmente com os recentes desenvolvimentos de turbinas de grande porte. Protótipos com diâmetros de rotores acima de 100 metros já possuem uma potência de até 5 MW.

Para o Brasil esta fonte de energia é também um caminho interessante para cumprir as promessas fundamentadas com as assinaturas do governo no protocolo de Kyoto para reduzir o efeito estufa, pois o país possui aproximadamente 5000 km de costa, lugares com ventos normalmente excelentes para a produção de energia eólica. Um dos primeiros passos nesta direção foi dado em 2001, ano quando o MME - Ministério de Minas e Energia - lançou o “Atlas de Potencial Eólico Brasileiro” (Amarante et al., 2001) com a intenção de fornecer um valioso instrumento de suporte ao aproveitamento da energia eólica no Brasil. Já no ano seguinte, foi introduzido o PROINFA – Programa de Incentivo às Fontes Alternativas de Energia Elétrica – onde foram reguladas as instalações das três fontes alternativas – Eólica, Biomassa e Pequenas Centrais Hidroelétricas – com o objetivo de instalar 3300 MW até 2012 no Brasil. No setor eólico este incentivo resultou na aprovação, pelo PROINFA, na primeira chamada pública na ELETROBRÁS – Centrais Elétricas Brasileiras S.A. – de 1100 MW.

Porém, para diminuir o risco de um empreendimento eólio-elétrico, conhecimentos sobre a distribuição da velocidade de vento a longo prazo são fundamentais, ou seja, a identificação de áreas mais promissoras é de alta importância. Em países da Europa ou nos Estados Unidos da América onde já se têm medições meteorológicas com alta densidade superficial durante muito tempo, esta escolha está sendo feita somente através dos modelos numéricos existentes. Contudo, no Brasil não existem informações meteorológicas suficientes para aplicar tais modelos sem mais considerações. Além disso, encontram-se no Brasil muitas regiões com relevos de complexidade maior que dificultam a modelagem do escoamento na camada limite atmosférica (CLA).

Conseqüentemente, foi introduzido o projeto P&D ANEEL - CGER 001 “Desenvolvimento e Validação de Nova Metodologia para Avaliação Técnico-Econômica de Empreendimentos Eólicos”, desenvolvido para a COPEL – Companhia Paranaense de

Energia Elétrica, em parceria com LACTEC – Instituto de Tecnologia para o Desenvolvimento – e CAMARGO-SCHUBERT – Engenheiros Associados SC Ltda –, com o objetivo de: *“Desenvolver uma nova metodologia com procedimentos, normas e padrões para a avaliação técnico-econômica de usinas eólicas, com padrões de exatidão e confiabilidade compatíveis com os procedimentos do setor elétrico brasileiro e com as expectativas dos agentes financeiros interessados”*.

Um dos objetivos do projeto P&D foi desenvolver um novo mapa de potencial eólico do estado do Paraná, feito por modelos computacionais de meso e microescala. (Amarante et al., 2007). Para avaliar as estimativas foram instaladas torres de medição com 50 m de altura nos lugares mais promissores. Como resultado, encontraram-se, especialmente em áreas complexas, velocidades de vento abaixo das estimativas. Para um empreendedor que pretende investir em energia eólica isto é indesejável no seu empreendimento.

Na busca de potenciais causas destas diferenças, foram estudadas as influências da complexidade do relevo brasileiro, bem como a influência dos vários microclimas das diferentes regiões (Amarante et al., 2007). Além disso, surgiu a necessidade de investigar os efeitos da estratificação para a velocidade de vento em alturas relevantes para a produção de energia eólica.

1.2. EFEITOS DA TOPOGRAFIA

Os fracassos de alguns empreendimentos eólicos em terrenos complexos como, por exemplo, na Califórnia, foram causados pelas peculiaridades da topografia. Os atuais modelos numéricos aplicados na indústria de energia eólica como, por exemplo, WAsP (Troen e Peterson, 1989) ou WindMap (Brower) são limitados a terrenos com uma complexidade menor. Por isto surgiu uma necessidade de entender melhor as influências do relevo sobre a distribuição de vento e, hoje em dia, existem vários trabalhos científicos sobre o assunto. Jackson e Hunt desenvolveram em 1975 uma teoria linear bidimensional para perturbações do escoamento causadas pelas colinas com inclinações modestas. Esta teoria foi estendida para três dimensões pelo trabalho de Mason e Sykes, em 1979.

Recentemente foram lançados softwares com modelos numéricos mais refinados no mercado, como por exemplo, Garrad Hassan ou WindSim, para aplicações com separações da CLA ou quando efeitos da estabilidade térmica tornam-se importantes. Embora haja confiabilidade e exatidão destes softwares para aplicações no setor eólico, ainda se fazem necessárias avaliações adicionais.

Além disso, foram feitas investigações em túneis de vento com modelos de colinas para entender melhor o problema, por exemplo, Meroney et al., 2002 e Derickson et al., 2004 . Miller e Davenport, 1989, mostraram que as acelerações sobre colinas em relevos complexos são diferentes daquelas encontradas em colinas isoladas.

Enfim, em todos os trabalhos os resultados mostram que escoamentos em áreas complexas variam notavelmente, dependem das variações diárias, sazonais e das condições da estratificação.

A Figura 1.1 mostra as variações de um deslocamento e re-alocação do escoamento ao redor de uma colina, visualizado com fumaça em um experimento em um túnel de vento. O escoamento desloca-se e se re-aloca em vários pontos no sotavento e no barlavento dependendo da geometria e da turbulência na entrada. Recirculação pode ocorrer no sotavento. Este processo é altamente transitório e irregular, como a turbulência é caracterizada em geral (Dericksen et al., 2004).



Figura 1.1: Visualização com fumaça do escoamento em túnel de vento (Dericksen et al., 2004)

Uma avaliação sobre este efeito para uma área foi feita por Bowen e Mortensen em 1996. Eles criaram o índice RIX –*Ruggedness Index* / Índice de complexidade - que avalia a complexidade topográfica de um terreno. Este número indica percentualmente a fração da área de um terreno circular com um raio de 3500 metros que excede a inclinação de 18° e um valor acima de 30% significa uma área complexa.

A figura 1.2 mostra um esquema simplificado de um outro caso, uma escarpa onde também encontra-se separação e re-alocamento do escoamento (Amarante et al., 2007).

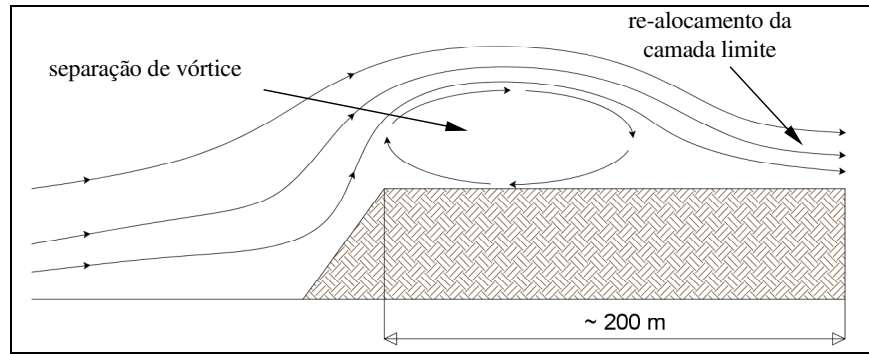


Figura 1.2: Croqui esquemático do escoamento em uma escarpa

1.3. EFEITOS DA ESTRATIFICAÇÃO

Os efeitos da estabilidade térmica para a energia eólica foram desprezados durante muito tempo. Existem alguns trabalhos mais antigos sobre o assunto, os quais, em resumo, chegaram à conclusão de que a influência do efeito é somente mensurável com velocidades de vento menores, ou seja, com pouca importância para a energia eólica. Atualmente o problema está voltando a ser estudado, primeiramente porque se entendeu que a influência é de ordem maior, e também porque as pás de hélices de turbinas grandes podem sofrer diferenças pela estratificação em cada volta devido ao fato de que em camadas diferentes podem ocorrer estabilidades diferentes. A seção 3.3 mostra uma avaliação desse efeito através das medições. A influência devido as diferentes “barrigas” no perfil do vento é mostrada na figura 1.3.

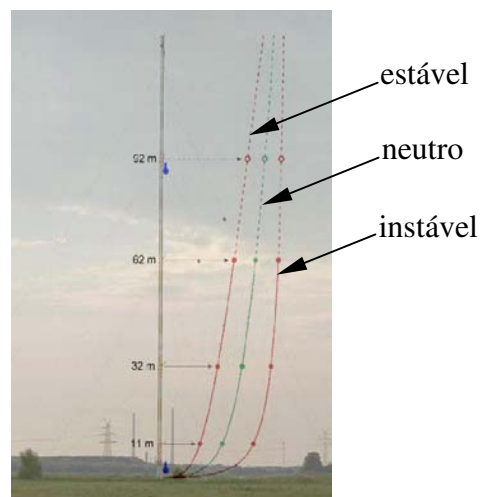


Figura 1.3: Influência da estratificação sobre o perfil de vento

1.4. MOTIVAÇÃO

Como mostrado acima existem hoje em dia várias possibilidades de investigar a fenomenologia da atmosfera. Entre eles, estudos numéricos tornam-se cada vez mais úteis, especialmente devido ao aumento de capacidade das novas gerações de ferramentas computacionais e também pela melhor compreensão dos efeitos da turbulência e do vento na CLA em geral. Por isso, para desenvolver-se um método eficiente para simular um escoamento atmosférico instável e tridimensional em terrenos complexos, será examinado um programa numérico com a aplicação do modelo da turbulência RNG κ - ϵ no CFX.

O autor tem a consciência de que este desenvolvimento não poderá ser concluído no âmbito de uma dissertação. Por isso, o programa servirá como uma base para outras pesquisas, para que no futuro possam ser considerados também os importantes efeitos da estratificação.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1. AS EQUAÇÕES GOVERNANTES PARA ESCOAMENTOS

As equações de Mecânica de Fluidos são a base para qualquer modelo numérico da Camada Limite Atmosférica - CLA e descrito para um escoamento laminar pelas equações de Navier-Stokes, ou da conservação da taxa da quantidade de movimento linear. Considerando todas as forças que influenciam um escoamento incompressível de ar na atmosfera obtemos a equação de conservação da quantidade de movimento linear (Stull, 1988):

$$\underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial t}}_I + \underbrace{\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}}_{II} = \underbrace{f_c \varepsilon_{ij3} u_j}_{III} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i}}_{IV} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}}_V - \underbrace{\delta_{i3} g}_{VI} \quad (2.1)$$

I: Variação local de quantidade de movimento

II: Aceleração advectiva

III: Consideração do efeito de Coriolis

IV: Gradiente de pressão

V: Representa a influência das tensões viscosas

VI: Consideração de aceleração gravitacional

onde u_i é o vetor da velocidade, t é o tempo, x_j é a coordenada j , f_c é o termo de Coriolis, ε_{ij3} é o símbolo de permutação, ρ é a densidade de ar, P a pressão, τ_{ij} o tensor de tensão, δ_{i3} o delta de Kronecker e g a aceleração gravitacional.

Para o escoamento de um fluido *newtoniano* o tensor de tensão viscosa é definido por:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.2)$$

onde μ = viscosidade dinâmica.

A equação 2.1 iguala as acelerações do escoamento no lado esquerdo que originarão as forças de inércia com as acelerações dos termos fontes causadas pela rotação da terra, pressão, viscosidade e da gravidade.

Este trabalho usa a notação indicial, ou notação de Einstein, que desenvolve um termo numa soma quando nesse termo há índices iguais.

Além das três componentes da velocidade do vento u_i a equação de Navier-Stokes contém mais duas variáveis desconhecidas, a massa específica ρ e a pressão p .

Para resolver este sistema no caso da atmosfera é necessário que se considere a lei de conservação de massa, a equação de transporte de um escalar e a lei dos gases ideais (Stull, 1988):

- A equação de conservação de massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (2.3)$$

- A equação de transporte de um escalar, por exemplo, da temperatura:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho T) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_T \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \right) + S_T \quad (2.4)$$

onde

Γ_T = Difusividade turbulenta de calor

S_T = Termo fonte da temperatura

- A lei dos gases perfeitos:

$$p = \rho \bar{R} T \quad (2.5)$$

onde

\bar{R} = Constante de gases perfeitos

Como já mencionado, todas estas considerações se referem a um escoamento laminar. Isto não se aplica na CLA, que é caracterizada pelo aparecimento de instabilidades que causam transições, as quais se degeneram em um regime turbulento. Este efeito pode ser explicado somente através de presença de zonas cisalhantes no interior de escoamentos. (Neto, 2002). As ordens de grandeza das variáveis envolvidas neste fenômeno variam bastante e, especialmente as escalas menores de turbulência, não podem ser resolvidas devido à imprevisibilidade do comportamento de um escoamento turbulento com as suas condições iniciais somente aproximadas.

Para a consideração desse efeito Osborne Reynolds (1895) propôs uma aproximação estatística, trabalhando com uma velocidade média \bar{u}_i que pode ser mais facilmente obtida e uma flutuação u'_i associada à turbulência. Estas médias podem ser definidas com respeito ao tempo ou ao espaço.

Por exemplo, para um valor instantâneo de velocidade u_i obtemos:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.6)$$

onde a média temporal em um caso estacionário é definida por:

$$\bar{u}_i^t(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u_i(x_i, t) dt \quad (2.7)$$

e

$$\bar{u}_i'^t(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u'_i(x_i, t) dt = 0 \quad (2.8)$$

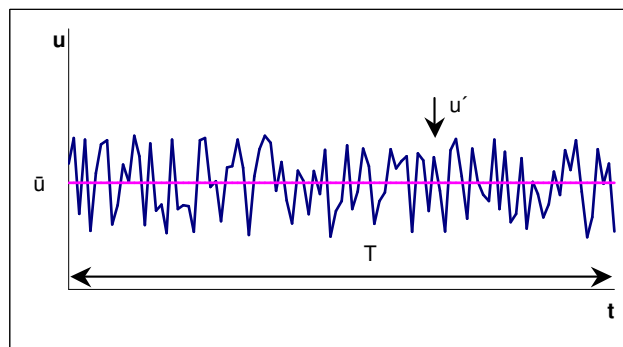


Figura 2.1: Média e sua flutuação turbulenta

Com a aplicação das médias todas as informações sobre as flutuações são perdidas. Uma possibilidade para recuperá-las é através da definição de intensidade das flutuações turbulentas (Freire, 2002):

$$\sigma = \sqrt{\overline{u'^2}} \quad (2.9)$$

ou, com a intensidade relativa

$$IT = \frac{\sigma}{u} \quad (2.10)$$

Para o operador matemático da média valem as seguintes propriedades (Schade, 1989):

$$\overline{\overline{u_i + u'_i}} = \overline{\overline{u_i}} + \overline{\overline{u'_i}} = \overline{u_i} + \overline{u'_i} \quad (2.11)$$

ou seja $\overline{u'_i} = 0$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} \quad (2.12)$$

e

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_i \cdot u_j} + \overline{u_i \cdot u'_j} + \overline{u'_i \cdot u_j} + \overline{u'_i u'_j} \quad (2.13)$$

E, aplicando-se a propriedade da equação 2.11, o segundo e terceiro termo são nulos.

Entrando nas equações de conservação de massa para um escoamento incompressível com as expressões:

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i \quad (2.14)$$

$$p = \overline{p} + p' \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \rightarrow \text{incompressível} \quad (2.16)$$

considerando as regras matemáticas das médias obtemos:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \right) = 0 \quad (2.17)$$

com a média $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$

Aplicando as equações 2.14 a 2.16 nas equações de Navier-Stokes obtemos os seguintes resultados (Schade, 1989):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = f_c \varepsilon_{ij3} u_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P'}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) - \partial_{i3} g \quad (2.18)$$

Estas equações são conhecidas como as Equações Médias de Reynolds, RANS – *Reynolds Averaged Navier-Stokes*, e diferem das equações de Navier-Stokes pela presença de um novo termo:

$$\tau_{T_{ij}} = -\rho \overline{u'_i u'_j} \quad (2.19)$$

ou, na forma de tensor

$$\tau_{T_{ij}} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u'^2} & \overline{v'u'} & \overline{w'u'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{w'v'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Os valores são as médias do produto das flutuações de velocidade $\overline{u'_i u'_j}$ denominadas tensões de Reynolds ou Tensões Turbulentas o qual representa a transferência difusiva de quantidade de movimento adicional causada pela turbulência (Freire, 2002).

A aplicação de médias, portanto, faz com que o número das variáveis desconhecidas aumentem para dez $(u_i, p, -\overline{u'_i u'_j})$ enquanto o número de equações se mantêm em cinco. Em comparação, as equações de Navier-Stokes no caso laminar possuem quatro incógnitas e quatro equações, ou seja, é teoricamente um sistema possível determinado.

Em conseqüência, a introdução de valores estatísticos por Reynolds resulta em um problema de fechamento.

2.2. PROBLEMAS DE FECHAMENTO.

Para resolver o sistema de equações de RANS é necessário desenvolver-se um modelo para avaliar as correlações advindas dos produtos de flutuações de velocidade. Existem inúmeros modelos diferentes, cada qual com as suas características e com metodologias diferentes para a descrição da turbulência. Este trabalho considera somente os modelos conhecidos como “*single-point closure*”. Este nome é ligado ao fato que esses tipos de modelo avaliam as correlações a partir de propriedades localizadas numa mesma posição espacial. (Deschamps, 2002).

2.2.1. O conceito da Viscosidade Turbulenta

A idéia da maioria dos modelos de fechamentos é baseada em uma idéia antiga aplicada por Newton para um escoamento viscoso e foi originalmente proposta por Boussinesq em 1877. É a proporcionalidade das tensões com uma viscosidade. Em uma forma generalizada Kolmogorov propôs em 1942 a aplicação desta idéia da seguinte forma:

$$\tau_{ij} = \rho\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \text{Newton} \quad (2.21)$$

$$\tau_{T_{ij}} = -\rho\overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} \kappa_t \quad \text{Boussinesq / Kolmogorov} \quad (2.22)$$

Sendo μ a viscosidade molecular e μ_t a viscosidade turbulenta. O segundo termo na direita da equação 2.22 é necessário caso os índices venham a ser iguais, para manter a equação correta (Ferziger , 2002), e κ_t é a energia cinética turbulenta definida por:

$$\kappa_t = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} (\overline{u'_x u'_x} + \overline{u'_y u'_y} + \overline{u'_z u'_z}) \quad (2.23)$$

Newton descobriu que a viscosidade molecular, μ , é uma função da temperatura e da pressão e é diferente para cada fluido. Em comparação, κ_t não é uma propriedade física do fluido, mas sim uma medida local do nível da turbulência, variando de ponto a ponto e de escoamento para escoamento (Deschamps, 2002).

Somente com a equação 2.22 em si, ainda não é possível diminuir a quantidade das incógnitas, pois esta substitui as incógnitas das flutuações de velocidades por uma nova variável desconhecida. Por isso, é necessário complementar o conceito com, por exemplo, as seguintes considerações (Schade, 1989):

- A viscosidade turbulenta em um ponto do campo de escoamento é uma função de um comprimento característico L e uma velocidade característica U . Com uma análise dimensional chega-se a:

$$\mu_t = \kappa L U \quad (2.24)$$

- Com escolhas satisfatórias de L e U , κ torna-se constante, ou seja, ao contrário de L e de U , κ não é mais uma função do espaço.

Estas duas considerações chamam-se Hipótese de Semelhança e reduzem as tensões de Reynolds nas grandezas médias de um escoamento a uma única variável κ - conhecida pelo nome de constante de Von Kármán, a qual é experimentalmente determinável. Sendo assim, trata-se de uma teoria semi-empírica.

2.2.2. O Modelo Algébrico do Comprimento de Mistura

Prandtl trabalhou em 1925 em uma idéia que aproveita a analogia entre o fluxo de calor e a turbulência para concluir em uma solução para as tensões turbulentas. Prandtl imaginou que em um escoamento turbulento porções de fluido movimentam-se durante um determinado tempo, e assim também em um determinado comprimento, com a mesma quantidade de movimento. Depois eles se dissipam e tornam a se agrupar. A distância média em que estas porções se conservam ele chamou de Comprimento de Mistura (Schade, 1989). Muitos experimentos mostraram que este modelo supõe condições ideais em um escoamento turbulento, muito mais do que no modelo dos movimentos térmicos na teoria cinética de gases. Não obstante, em muitos casos foi possível encontrar uma aproximação aceitável à tensão turbulenta. A figura 2.2 mostra esquematicamente a hipótese do Comprimento de Mistura de Prandtl.

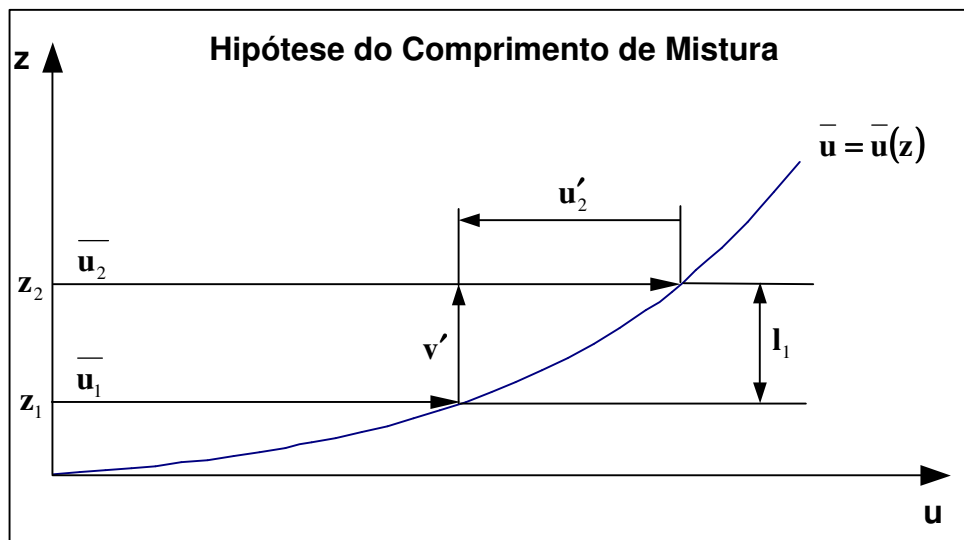


Figura 2.2: Hipótese do Comprimento de Mistura de Prandtl

Observando um escoamento viscoso com uma distribuição média da velocidade pode-se supor que uma porção de fluido sofre um movimento devido às flutuações turbulentas partindo de uma camada $z = z_1$ por uma distância l_1 , até uma camada $z = z_2$. Se agora a porção de fluido mantém a sua velocidade constante na direção x durante o deslocamento, ela causa na camada $z = z_2$ uma flutuação de velocidade:

$$u'_2 = -l_1 \left. \frac{d\bar{u}}{dz} \right|_{z=z_1} \quad (2.25)$$

Prandtl considerou que v' tem a mesma ordem que u' e generalizou este resultado por:

$$|u'| = l_1 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \quad (2.26)$$

$$|v'| = l_2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \quad (2.27)$$

Através da tabela 2.1 pode-se observar que o sinal do produto $u'v'$ é sempre o contrário do sinal de $\frac{d\bar{u}}{dz}$.

Tabela 2.1 Sinal do produto $u'v'$

$\frac{d\bar{u}}{dz}$	Velocidade da nova camada	v'	u'
> 0	\nearrow	> 0	< 0
	\searrow	< 0	> 0
< 0	\nearrow	> 0	> 0
	\searrow	< 0	< 0

Com

$$l_m^2 = \overline{l_1 l_2} \quad (2.28)$$

Prandtl obteve para as tensões turbulentas a seguinte equação:

$$\tau_{T_{ij}} = -\rho \overline{u'_i v'_j} = \rho l_m^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (2.29)$$

onde l_m é o chamado comprimento de mistura.

Como o conceito da viscosidade turbulenta, também a teoria de Prandtl substituiu somente as incógnitas de flutuações de velocidades para uma nova variável desconhecida. Por isso ele complementou a sua teoria ainda com as seguintes considerações:

- O comprimento de mistura em um ponto do campo de escoamento é uma função de um comprimento característico L : $l_m = \kappa L$
- Com a escolha satisfatória de L , κ torna-se constante, ou seja, ao contrário do L não é mais uma função do espaço e do tempo.

Como é ainda necessário determinar κ através experimentos, também o modelo algébrico do comprimento de mistura é uma teoria semi-empírica.

Observa-se que a viscosidade turbulenta e o comprimento de mistura são relacionados através da seguinte equação:

$$\mu_t = l_m^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right| \quad (2.30)$$

Von Kármán observou através de medições que o comprimento de mistura l_m obedece a uma relação linear com a altura:

$$l_m = \kappa z \quad (2.31)$$

Ambas as teorias foram desenvolvidas para escoamentos homogêneos na horizontal e resultam em uma tensão turbulenta nula para $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0$.

Por questões de simetria isto é verdade para escoamentos em tubos, por exemplo, mas não para distribuições de velocidades assimétricas, como é o caso na CLA. Não obstante, através do conceito do comprimento de mistura, é possível derivar o perfil logarítmico da velocidade de vento (Schade, 1989, ver capítulo 4.3).

3. A ESTRUTURA VERTICAL DA ATMOSFERA

3.1. A DIMINUIÇÃO DA PRESSÃO COM A ALTURA

Para derivar a equação barométrica de altura que descreve a pressão de ar em função da altura, pode-se analisar em um modelo a variação diferencial da pressão em uma coluna vertical. A pressão é causada pelo peso de um elemento unitário da coluna com uma altura infinitesimal dz . Através da figura 3.1 conclui-se a relação (Roedel, 2000):

$$dp = -\rho g dz \quad (3.1)$$

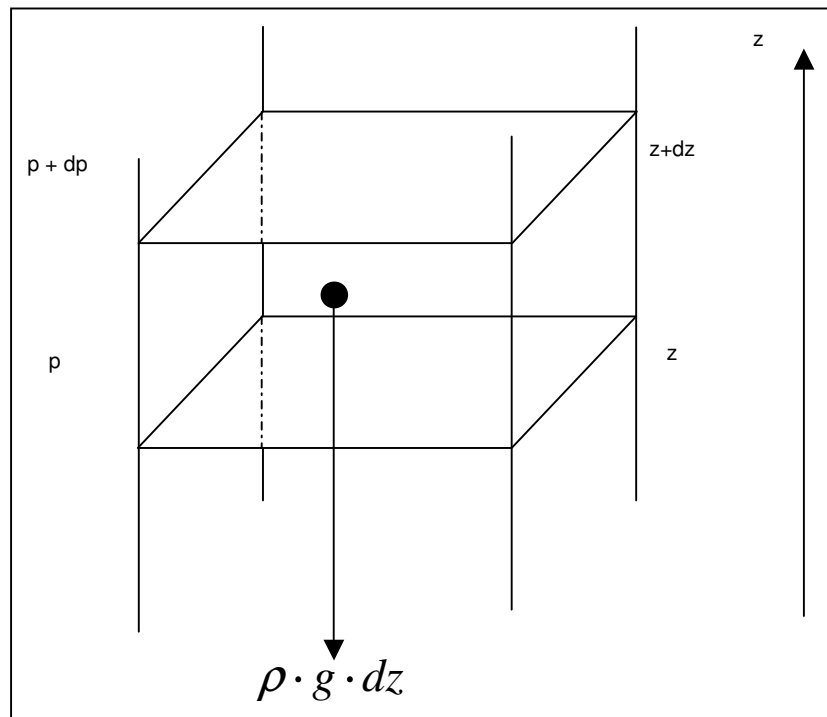


Figura 3.1: Derivação da equação barométrica de altura (Roedel, 2000)

Considerando a equação do gás ideal (equação 2.5) e integrando membro a membro encontra-se a relação da pressão com a altura, $p=f(z)$:

$$p = p_o \exp\left[-\frac{Mg}{RT} z\right] \quad (3.2)$$

onde

g:	Aceleração da gravidade
M:	Massa de um Mol de ar
R:	Constante universal de gás perfeito
p ₀ :	Pressão barométrica no solo
T:	Temperatura

Para comparar a distribuição encontrada com a atmosfera real é necessário ainda considerar a dependência da temperatura com a altura como também as influências com a umidade.

3.2. A ESTRUTURA VERTICAL DA TEMPERATURA

Devido aos gradientes da temperatura na CLA surgem forças de empuxo as quais causam escoamentos verticais. Em consequência o perfil da temperatura tem uma influência significativa sobre o perfil do vento. Como um deslocamento adiabático na direção vertical positiva de um volume de ar resulta em uma queda térmica, trabalha-se em geral com uma temperatura potencial que se mantém constante nestes deslocamentos (Roedel, 2000).

$$\Theta(T, p) = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \quad (3.3)$$

onde

p₀ é a pressão atmosférica de referência (em geral a pressão da superfície da terra ou a pressão padrão ao nível do mar), c_p é o calor específico do ar a pressão constante. Concluindo, no caso de uma distribuição vertical constante da temperatura potencial as forças de empuxo serão nulas. A consequência disso para o perfil de vento se encontra em uma forma mais detalhada na seção 3.3.

Considerando que a diminuição da pressão é constante na CLA (aproximadamente 0,12 hPa/m), pode-se diferenciar o gradiente adiabático da temperatura (Roedel, 2000):

$$\frac{dT}{dz} = \Gamma \cong -0,01 \text{ K/m} = -1 \text{ K/100m} \quad (3.4)$$

Com isto pode-se obter a temperatura potencial, normalizada com a pressão atual na superfície como se segue:

$$\Theta = T + \Gamma dz \quad (3.5)$$

Segundo Roedel, pode-se considerar que a equação 3.5 não é função da umidade do ar até o ponto de condensação. Nesse momento, será liberado o calor de vaporização que compensa a perda da energia interna pela expansão. Em consequência disso, o gradiente adiabático de ar úmido é menor do que o gradiente adiabático de ar seco.

3.3. ESTRATIFICAÇÃO

Para entender o efeito da estratificação, pode-se imaginar o seguinte modelo (Roedel, 2000): o ar será aquecido no nível do solo; um volume de ar sobe sem perder ou ganhar energia através de radiação ou de transporte de calor. Devido à diminuição da pressão com a altura (ver no capítulo anterior), o volume vai se expandir. Sendo assim, ele produz trabalho se opondo à pressão atual; como este processo foi considerado adiabático, o equivalente desse trabalho deve ser subtraído da energia interna do volume de ar. Conseqüentemente o ar se resfria.

Ao contrário, no caso de um volume de ar descer adiabaticamente, a energia potencial será transformada em energia interna, o volume será comprimido e a temperatura sobe.

Este modelo envolve um volume de ar pontual. Mas como o aquecimento e esfriamento de volumes de ar acontecem regularmente em todos os lugares, pode-se assumir que a atmosfera inteira segue assintoticamente esta distribuição de temperatura.

No caso em que uma parcela de ar venha a sofrer um deslocamento vertical, a sua variação da temperatura é igual ao do gradiente adiabático de temperatura. No caso em que a distribuição de temperatura do meio ambiente ao seu redor, nas vizinhanças, faz com que o volume de controle volte para a sua posição inicial, considera-se que a atmosfera é estável. Ao contrário, se o mencionado movimento vertical é suficiente para que o volume de controle continue a se distanciar da sua posição inicial, considera-se a atmosfera instável. Entre essas duas condições existe ainda a possibilidade de que o volume de controle mantenha-se na posição para a qual se deslocou, ou seja, não existem forças de sustentação (*buoyancy*) que permitam que este volume venha a mudar para um novo estado que não seja o qual ele se encontra. Neste caso, considera-se uma atmosfera neutra. Esses efeitos são causados pela

estratificação da atmosfera, e a sua influência para a distribuição de vento foi mencionada na introdução.

Na prática, pode-se avaliar o mencionado efeito através do número de Gradiente de Richardson que é a razão entre o empuxo e a energia cinética turbulenta, dada por:

$$Ri = \frac{\frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)}{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2} \approx \frac{\text{Empuxo}}{\text{Energia cinética turbulenta}} \quad (3.6)$$

O número de Richardson é uma medida da importância relativa da estratificação, comparada à energia cinética média $\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)$ para a produção de turbulência.

Porém, em geral as derivadas locais são desconhecidas, mas podem ser aproximadas por diferenças como segue:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\Delta T}{\Delta z} \quad \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\Delta u}{\Delta z} \quad (3.7)$$

Isto significa que uma medição de temperatura em duas alturas, juntamente com as velocidades de ventos são suficientes para o cálculo. Este caso é conhecido como *Bulk Richardson Number* e considerando as equações 3.7, definido por:

$$R_B = \frac{g \Delta T \Delta z}{T (\Delta u)^2} \quad (3.8)$$

Em condições estáveis, a sustentação é negativa e a parcela de ar volta para o seu lugar. Em condições instáveis, as forças de sustentação são positivas e a parcela de ar se desloca para cima e, em condições neutras não existem forças de sustentação; sendo assim, a parcela de ar se mantém no lugar para o qual se deslocou e o número de Richardson é zero.

4. A CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA (CLA)

Este capítulo dá uma visão geral sobre os modelos existentes os quais descrevem a camada limite atmosférica. Após a descrição do vento geostrófico e seu acoplamento com o vento mais próximo ao solo será apresentada a obtenção do perfil logarítmico do vento. Como último passo, será ainda demonstrado o acoplamento deste perfil com as peculiaridades do escoamento devido ao contato com o solo.

Pode-se definir a CLA como sendo a camada do ar acima de uma superfície terrestre, que sofre influências da mesma. Todos os processos dentro desta camada estão sendo influenciados pelas características da superfície do solo. A sua espessura varia de aproximadamente 50 m, em condições estáveis que se pode encontrar no inverno durante a noite, até aproximadamente 2000 m, durante um dia no verão com muito sol. Acima da CLA, existe uma atmosfera que não sofre mais as influências do solo e onde se encontra o vento geostrófico. Pode-se considerar que o vento geostrófico é o motor para o escoamento dentro da CLA.

Pelas suas características, pode-se dividir a CLA abaixo da atmosfera livre em três camadas (Roedel, 2000):

1. A camada laminar ou subcamada viscosa é a primeira diretamente acima do solo. A sua espessura é de alguns milímetros e os processos dentro dela são principalmente dominados pelas forças moleculares, causados pela viscosidade.
2. A camada de Prandtl tem uma espessura entre 50 - 100 m, ou equivalente a aproximadamente 10 % da CLA. A dinâmica desta camada é principalmente dominada pelas forças de atrito causadas pela proximidade com o solo. Quantidade de movimento e o calor são transportados na forma turbulenta. A velocidade do vento aumenta significativamente com a altura.
3. A Camada de Ekman é dominada pela força de Coriolis, pela força do gradiente de pressão e pela força de atrito. Com a altura, as forças de atrito diminuem e a uma altura de aproximadamente 1000 m deixa de ter influência.

A figura a seguir, mostra esquematicamente a estrutura da CLA:

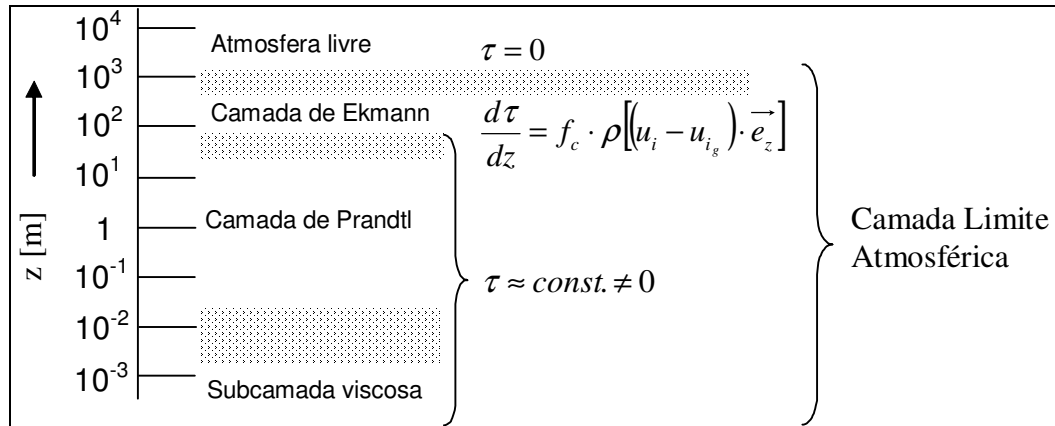


Figura 4.1: A estrutura dinâmica da camada planetária (Roedel, 2000)

Considerando somente a influência do atrito, pode-se partir da seguinte idealização (Roedel, 2000):

1. Na atmosfera livre, ou seja, numa altura que não sofre influência do solo, existe um vento geostrófico com uma tensão de atrito igual a zero.
2. Em consequência, surge acima do solo uma camada influenciada pelo atrito, na qual a velocidade de vento cresce, começando de zero na superfície até a velocidade do vento geostrófico, análogo, por exemplo, à camada limite que se forma na superfície de uma asa de um avião.

Pode-se considerar que a camada limite atmosférica, em condições neutras, tem aproximadamente uma altura de 1000 m, em condições instáveis um pouco maior devido aos movimentos verticais e em condições estáveis um pouco menor. Na camada mais baixa, que se encontra diretamente acima do solo, a dinâmica é basicamente influenciada pela viscosidade molecular, e em superfícies com uma rugosidade alta também pela pressão dinâmica. A espessura dessa primeira camada é milimétrica. Acima disso, domina a influência da fricção causada pela turbulência.

Conseqüentemente, pode-se também fazer uma divisão da CLA em uma parte intermolecular-viscosa e uma parte turbulenta; como foi mostrado anteriormente e, além disso, divide-se a parte turbulenta em mais duas camadas com características diferentes - a camada de Prandtl e a camada de Ekman.

4.1. O VENTO GEOSTRÓFICO

Segundo glossário do CPTEC - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos – “O vento geostrófico é definido como vento uniforme e estacionário tangencial às isóbaras retas e paralelas em uma atmosfera sem atrito. Ele é proporcional ao gradiente de pressão. No hemisfério sul, a força de Coriolis atua para a esquerda do vento geostrófico e a força do gradiente de pressão atua para a direita. As duas forças estando em perfeito balanço e as parcelas do ar não sofrem aceleração”.

Em consequência disso, é revelada uma camada limite acima da superfície, ou seja, uma camada dominada pelo atrito, na qual a velocidade de vento aumenta a partir de zero na superfície até a velocidade do vento geostrófico. Porém, a rotação da terra tem consequências na direção de velocidade do vento e este varia então com a latitude e a altura.

O sueco W.F. Ekman apresentou em 1905 uma solução analítica deste problema aplicando as seguintes considerações (Stull, 1998):

- Escoamento estacionário \Rightarrow I = 0 (4.1)

- Escoamento horizontal e homogêneo \Rightarrow II $\Rightarrow \frac{\partial(\overline{\dots})}{\partial x}, \frac{\partial(\overline{\dots})}{\partial y} = 0$ (4.2)

- Escoamento incompressível \Rightarrow IV = 0 (4.3)

- Escoamento sem influência de atrito \Rightarrow V = 0 (4.4)

- Escoamento sem influência da gravitação \Rightarrow VI = 0 (4.5)

Os números de I até VI nas equações 4.1 até 4.5 referem-se a equação 2.1.

Assim, as equações do movimento são dadas por:

$$\begin{cases} 0 = -f_c (\overline{v_g} - \overline{v}) - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \\ 0 = +f_c (\overline{u_g} - \overline{u}) - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z} \end{cases} \quad (4.6)$$

onde o sub-índice g signifique geostrófico

Businger derivou em 1982 a seguinte solução aplicando o fechamento de primeira ordem (ver capítulo 2.2.1 - Conceito de Viscosidade Turbulenta) e com as seguintes considerações (Deschamps, 2002):

$$-\overline{u'w'} = \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad -\overline{v'w'} = \mu_t \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad \text{Conceito de viscosidade turbulenta (4.7)}$$

$$\bar{G} = \sqrt{\overline{u_g^2} + \overline{v_g^2}} \quad \text{Módulo do vento geostrófico (4.8)}$$

$$\overline{v_g} = 0 \quad \overline{u_g} = \bar{G} \quad \text{Direção de vento alinhada com o eixo em x (4.9)}$$

Inserindo estas considerações na equação 4.6 e aplicando as seguintes condições de contorno:

$$\overline{u_g}(z=0)=0 \quad ; \quad \overline{v_g}(z=0)=0 \quad ; \quad \overline{u_g}(z \rightarrow \infty) \rightarrow \bar{G} \quad ; \quad \overline{v_g}(z \rightarrow \infty)=0 \quad (4.10)$$

encontram-se as seguintes soluções para as velocidades de vento, em função de altura e da latitude:

$$\overline{u_g} = \bar{G} \cdot \left[1 - e^{-\left(z\sqrt{\frac{f_c}{2\mu_t}}\right)} \cos\left(z\sqrt{\frac{f_c}{2\mu_t}}\right) \right] \quad (4.11)$$

$$\overline{v_g} = \bar{G} \cdot \left[e^{-\left(z\sqrt{\frac{f_c}{2\mu_t}}\right)} \text{sen}\left(z\sqrt{\frac{f_c}{2\mu_t}}\right) \right] \quad (4.12)$$

A figura 4.2 mostra que se trata aqui de um espiral e conseqüentemente esta leva o nome de espiral de Ekman.

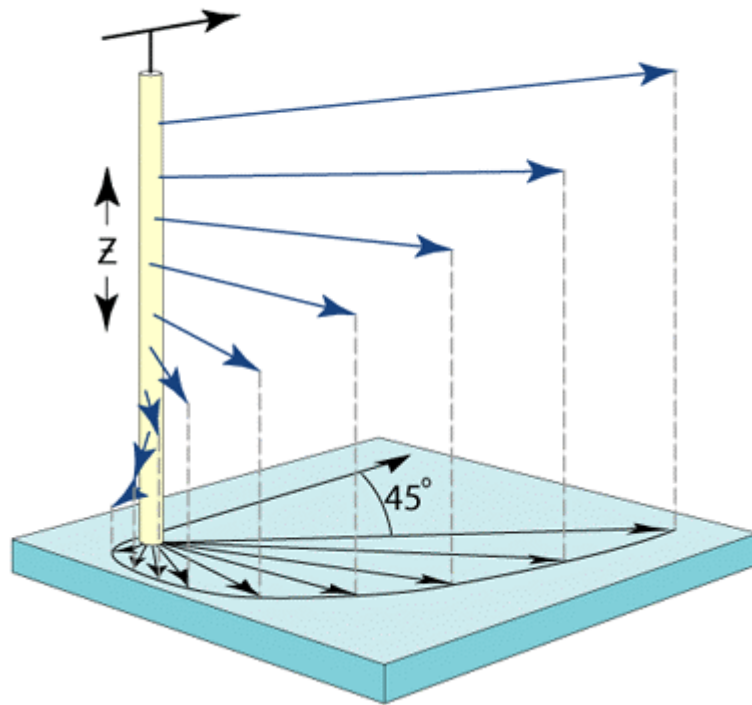


Figura 4.2: Distribuição da espiral de Ekman

<http://ioc.unesco.org/oceanteacher/OceanTeacher2/other/NOMModeling/day1/ekman.gif> (Julho, 2007)

4.2. A LEI DE CISALHAMENTO GEOSTRÓFICO

Os ventos na CLA surgem devido às variações de pressão, escoamentos de sistemas de alta pressão para sistemas de baixa pressão. Como a estrutura da camada limite responde quase de imediato às variações de pressão, pode-se obter uma aproximação através do balanço entre as forças de pressão e as forças de fricção. Rossby e Montgomery descreveram esta relação para condições neutras em 1935. O resultado é uma equação que relaciona a tensão de atrito na superfície, τ , e desta maneira a sua velocidade de atrito (equação 4.23), U_* , com a velocidade do vento geostrófico, G :

$$G = \frac{U_*}{\kappa} \sqrt{\left(\ln \left(\frac{U_*}{f_c z_0} \right) - A \right)^2 + B^2} \quad (4.13)$$

$$\text{sen } \alpha = -\frac{BU_*}{\kappa G} \quad (4.14)$$

onde α é o ângulo entre o vento na superfície e o vento geostrófico. A e B são constantes que dependem das condições da estratificação. Em condições neutras eles são dados por $A = 1,8$ e $B = 4,5$ (WAsP).

4.3. O PERFIL LOGARÍTMICO DO VENTO

Pode-se sugerir que a influência das forças de atrito aumenta quanto maior for a proximidade do escoamento em referência a superfície. Desta maneira, é possível definir uma camada perto da superfície, na qual a dinâmica é somente dominada pelo atrito, ou seja, as forças da pressão e as forças de Coriolis são desprezíveis quando comparadas às forças de fricção. Ademais se pode considerar que para um escoamento local na horizontal (até alguns quilômetros) a pressão é constante. Considerando ainda um fluido incompressível e homogêneo na horizontal as equações de Reynolds se reduzem a (Roedel, 2000):

- Escoamento estacionária \Rightarrow I $= 0;$ (4.15)

- Escoamento horizontal e homogêneo \Rightarrow II $\Rightarrow \frac{\partial(\overline{\dots})}{\partial x}, \frac{\partial(\overline{\dots})}{\partial y} = 0$ (4.16)

- Escoamento sem forças de Coriolis \Rightarrow III $\Rightarrow f_c = 0;$ (4.17)

- Escoamento incompressível \Rightarrow IV $= 0;$ (4.18)

- Escoamento sem influência da gravitação \Rightarrow VI $= 0;$ (4.19)

Considerando ainda equação 4.16 em V, obtem-se:

$$0 = \frac{d}{dx_3} (\overline{\tau_{13}} + \rho \overline{u'_1 u'_3}) \Rightarrow \quad (4.20)$$

$$\overline{\tau_{13}} + \rho \overline{u'_1 u'_3} = \tau \quad (4.21)$$

sendo que τ é constante.

Nas equações 4.15 a 4.19 I até VI se referem a equação 2.1.

Esta equação pode ainda ser mais reduzida fazendo-se a consideração de que a tensão intermolecular a uma certa distância do solo é muito menor do que a tensão turbulenta e pode ser assim desprezada. Aplicando a Hipótese de Comprimento de Mistura de Prandtl e a

relação do comprimento característico com a altura encontrada por Von Kármán, equação 2.31, na equação 4.21 obtem-se:

$$\tau = \rho \kappa^2 z^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (4.22)$$

Com a definição para a velocidade de atrito dada por

$$U_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (4.23)$$

tem-se:

$$U_*^2 = \kappa^2 z^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad \Rightarrow \quad (4.24)$$

$$\frac{U_*}{\kappa z} dz = d\bar{u} \quad (4.25)$$

e integrando membro a membro:

$$\bar{u}(z) = \frac{U_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (4.26)$$

O limite inferior de integração z_0 é chamado rugosidade e é uma variável para descrever as características da superfície.

No início deste capítulo, foi sugerida a possibilidade de se definir uma camada nas proximidades da superfície, na qual a dinâmica é dominada somente pelo atrito. Em um caso estacionário, isto significa que, sobre uma espessura dessa camada Δz a taxa de variação de τ com a altura é pequena em comparação a τ e pode ser assim negligenciada. Segundo Roedel, 2000, com essas considerações é conveniente a definição de uma parte da camada limite – a camada Prandtl - através da condição:

$\tau = \text{const.}$

Através das equações de movimento (equação 4.6), do conceito de viscosidade turbulenta (equação 4.7), obtém-se um gradiente da tensão de fricção com a altura, menor que $3,3 \times 10^{-3} \text{ N/m}^3$, como segue:

$$\frac{d\tau}{dz} \approx \rho \cdot f_c \cdot |u - u_g| < \rho \cdot f_c \cdot u_g \quad (4.27)$$

Com $\rho = 1,23 \text{ kg/m}^3$, $f_c = 1,22 \times 10^{-4} \text{ 1/s}$ e $u_g = 22 \text{ m/s}$, obtém-se:

$$\frac{d\tau}{dz} < 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}^3 \quad (4.28)$$

Com a consideração de um τ entre $0,1$ e $0,3 \text{ N/m}^2$ que, segundo Roedel, é um faixa realista perto do solo, isto significa uma variação de alguns décimos percentuais por metro. Roedel considerou um desvio máximo aceitável de 1% , ou seja, conclui-se que a espessura da camada de Prandtl é de aproximadamente de 50 m , com uma altura máxima de 100 m .

É importante notar que com as torres das turbinas eólicas vêm se tornando cada vez maiores, nos últimos anos as pás já começaram de superar essas alturas, ou seja, nestes casos as características da camada acima de 100 m deverão ser levadas em consideração.

4.4. A SUBCAMADA VISCOSA

Como já mencionado, a subcamada viscosa tem em geral alturas de alguns milímetros e os processos dentro dela são principalmente dominados pelas forças intermoleculares. O escoamento é estacionário e os vórtices turbulentos se dissipam. Na ausência das tensões de Reynolds, efeitos viscosos dominam o escoamento, desta maneira pode-se assumir que a tensão de atrito é constante e igual à tensão do atrito no solo. Esta relação é chamada a Lei da Parede e foi descoberta por Prandtl em 1910. Taylor, em 1916, deduziu pioneiramente uma solução logarítmica nas proximidades do solo e, subseqüentemente Prandtl em 1925, e Von Kármán em 1930. Mais tarde, em 1939, Von Kármán combinou a solução linear com a solução logarítmica para obter uma melhor concordância com as medições (Schade, 1989).

A figura 4.3 mostra a distribuição da velocidade do escoamento dentro da camada subviscosa como ela é conhecida hoje em dia:

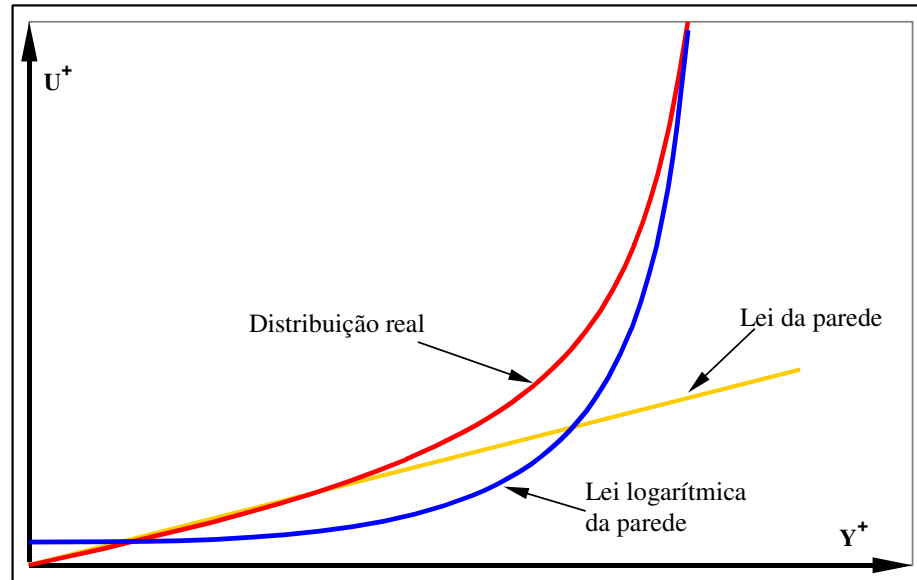


Figura 4.3: Distribuição de velocidade de vento na subcamada viscosa

A sua influência é mais importante nas camadas limites em perfis aerodinâmicos ou em tubos onde as alturas de interesse são de ordem menor. A sua obtenção pode ser feita através de uma análise dimensional e pode ser encontrado em inúmeros livros como, por exemplo, em Schade, 1989.

5. MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

5.1. PROBLEMAS DE FECHAMENTO

Como já foi mencionado, o sistema de Navier-Stokes possui quatro equações e quatro incógnitas e pode assim, teoricamente, ser resolvido diretamente. Com a aplicação dos RANS se introduz mais seis termos desconhecidos - as tensões de Reynolds – sem introduzir mais nenhuma equação adicional. Isto resulta em dez variáveis desconhecidas $(u_i, p, -\overline{u'_i u'_j})$ e quatro equações para resolvê-las, isto significa que o sistema não é possível de ser determinado.

Para resolver as RANS precisam-se modelar equações adicionais, as quais consideram a turbulência no escoamento. Existem inúmeros modelos de fechamento, desde o conceito de viscosidade turbulenta até modelos da segunda ordem que simulam os efeitos de cada tensão de Reynolds. Estes modelos não descrevem as distribuições de turbulência em si, mas tentam considerar efeitos que a turbulência pode ter sobre um escoamento. Um deles, o modelo RNG κ - ϵ , é um dos mais difundidos na engenharia e foi aplicado neste trabalho.

5.2. O MODELO RNG - κ - ϵ

Em 1941, Kolmogorov argumentou que pequenas escalas de turbulência podem ser caracterizadas por duas grandezas, a dissipação de energia por unidade de massa e a viscosidade cinemática. Com base nesta idéia, Hanjalic e Launder (1972) desenvolveram o modelo κ - ϵ .

No capítulo 2.2.1, sobre o conceito de viscosidade turbulenta, foi visto que existe uma relação entre a viscosidade turbulenta com o produto de uma velocidade característica e uma escala de comprimento:

$$\mu_t \sim uL \tag{5.1}$$

Com esta relação ainda não é possível resolver o sistema de equações do modelo, ou seja, mais duas equações são necessárias.

Na sua forma mais básica, pode-se caracterizar a turbulência através das duas grandezas, a energia cinética turbulenta κ_t e a taxa de dissipação viscosa ε , como segue:

$$u = \sqrt{\kappa_t} \quad \text{escala de velocidade} \quad (5.2)$$

$$L = \frac{\kappa_t^{3/2}}{\varepsilon} \quad \text{escala de comprimento} \quad (5.3)$$

Usando a equação 5.2 junto com a aproximação de Boussinesq - Kolmogorov dada na equação 2.22, o modelo pode ser expresso como (Wilcox, 1993):

$$\underbrace{\frac{\partial \kappa_t}{\partial t}}_I + \underbrace{\frac{\partial u_j \kappa_t}{\partial x_j}}_{II} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_t \frac{\partial \kappa_t}{\partial x_j} \right)}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \kappa_t}{\partial x_j} \right)}_{IV} - \underbrace{\mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_V - \underbrace{\rho \varepsilon}_{VI} \quad (5.4)$$

Os termos I, II e III não precisam ser modelados.

O termo IV representa a difusão turbulenta da energia cinética onde σ_k é o número de Prandtl turbulento, em geral unitário.

O termo V representa a produção da energia cinética turbulenta pelo escoamento.

O termo VI representa o razão da quantidade de energia turbulenta que foi convertida de forma irreversível em energia interna.

Aplicando equação 5.3 em 2.22, obtemos a equação que faltava (Ferziger, 2002):

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{\kappa_t} \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{\kappa_t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (5.5)$$

Neste modelo, a viscosidade turbulenta é definida por:

$$\mu_t = C_\mu \rho \sqrt{\kappa_t} L = C_\mu \rho \frac{\kappa_t^2}{\varepsilon} \quad (5.6)$$

O modelo contém cinco parâmetros, os quais, segundo Ferziger, na maioria dos casos são definidos com os seguintes valores:

$$C_{\mu} = 0,09; \quad C_{\varepsilon 1} = 1,44; \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92; \quad \sigma_k = 1,0; \quad \sigma_{\varepsilon} = 1,3 \quad (5.7)$$

É importante observar-se que, com base na metodologia RNG (*Renormalization Group Theory*), Yakhot & Orsag (1986) propuseram uma versão modificada para as constantes do modelo:

$$C_{\mu} = 0,085; \quad C_{\varepsilon 2} = 0,72; \quad \sigma_k = 0,72; \quad \sigma_{\varepsilon 2} = 1,68 \quad (5.8)$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1,42 - \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{4,38} \right)}{1 + 0,012\eta^3} \quad (5.9)$$

$$\text{Onde } \eta = f\left(\kappa_t, \varepsilon, \frac{\partial u}{\partial z}\right)$$

Finalizando, o poema de Richardson, na página IV, relaciona-se à equação 5.3. Em escoamentos com altos números de Reynolds existem cascatas de energias, de escalas grandes até escalas pequenas, e a energia transferida se dissipa.

6. ASKERVEIN HILL

6.1. DESCRIÇÃO DO PROJETO

O projeto de Askervein Hill (Taylor, et al, 1982 e 1983) foi um estudo cooperativo sobre a camada limite atmosférica acima de uma colina baixa, administrado pelo IEA R&D WECS – *International Energy Agency Research and Development Wind Energy Conversion Systems*. No projeto, foram realizados experimentos em campo com mais de 50 torres anemométricas e durante dois períodos de 16 dias, em setembro e outubro de 1982 e 1983, acima e ao redor da colina em Askervein, na costa oeste da ilha de South Uist nas Outer Hebrides, na Escócia ($57^{\circ}11'N$, $7^{\circ}22'W$). A tarefa do projeto foi a de realizar um experimento principalmente para medir, em detalhe, as características da velocidade média e da turbulência acima de um sítio típico para uma usina eólica. Como objetivo final, os dados obtidos servem para refinar as técnicas de modelagem em geral. O projeto tornou-se referência mundial para a calibração dos modelos numéricos aplicados na camada limite atmosférica em terrenos complexos.

A colina tem uma forma aproximadamente elíptica com os seus eixos de 2 km e 1 km e com uma altura máxima de 116 m (126 acima do mar). O eixo maior é orientado aproximadamente sobre a linha NO-SE (313° - 133°). O vento predominante durante o período da medição foi em direção SO, ou seja, basicamente alinhado com o eixo menor da colina. A figura 6.1 mostra alguns detalhes da topografia.



Figura 6.1: Detalhes da topografia da colina de Askervein

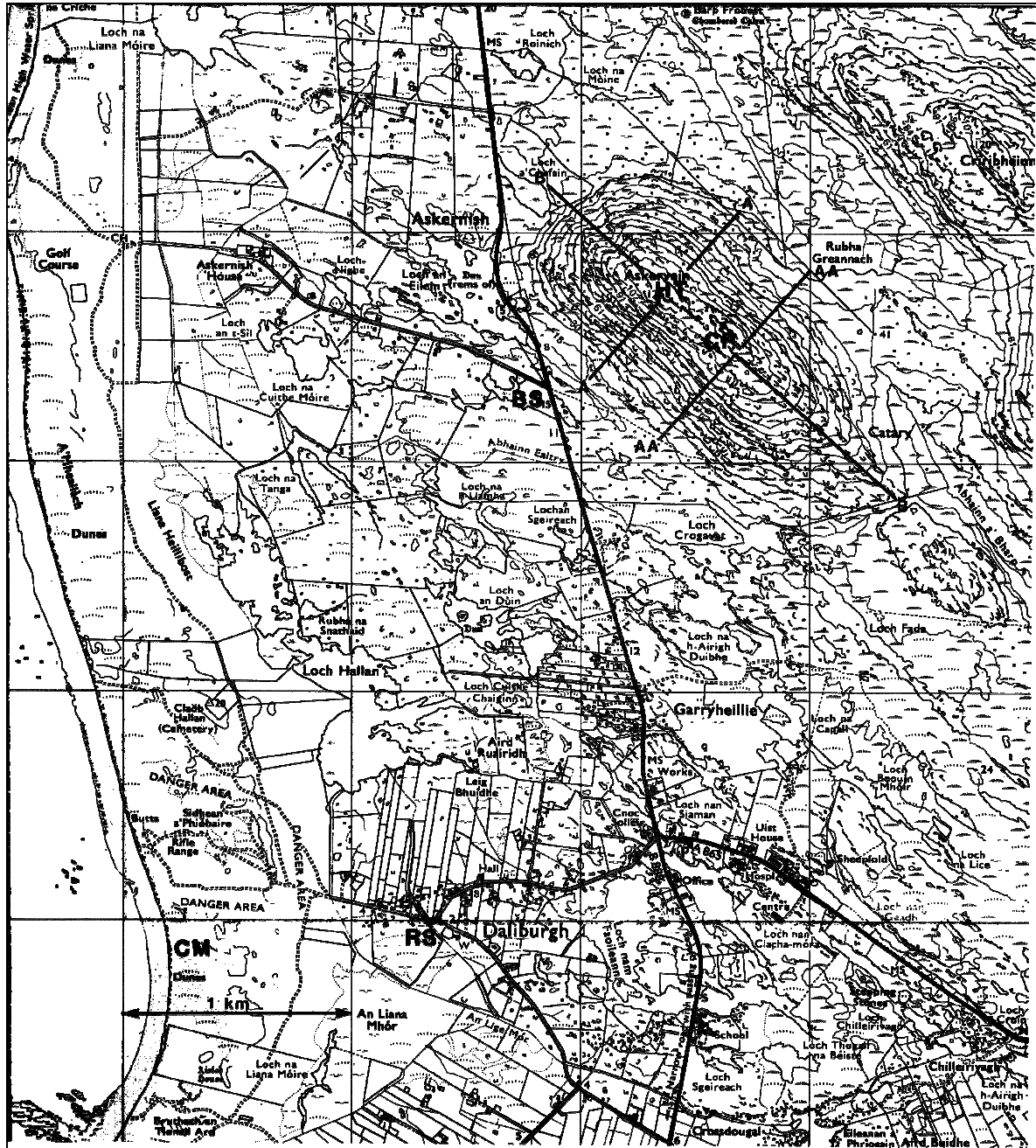


Figura 6.2: Mapa de Askervein Hill

A figura 6.2 mostra no mapa que a colina é relativamente isolada. Numa distância de 1 km nas direções NE e E, encontram-se mais duas colinas com aproximadamente de 120 m e 182 m de altura e na direção SE mais uma colina com uma altura de aproximadamente de 30 metros. Em linha direta, até as costas do mar na distância de aproximadamente 3 a 4 km em direção SE, encontra-se um corredor plano e uniforme com dunas e escarpas baixas de até 5 m de altura e alguns lagos. A cobertura é basicamente urze, grama, pequenos arbustos e com algumas rochas baixas. A primeira estimativa para a rugosidade, z_0 , aproximadamente 0,05 m, embora a área apresentou também outras escalas especialmente na face NO da colina.

Em particular, as torres com alturas de 10 m, 17 m, 30 m e 50 m foram distribuídas ao longo das linhas A-A, AA-AA (Figura 5.3), as quais são direcionadas aproximadamente a NE (43°) e atravessaram o ponto mais alto da colina (HT) e o ponto no meio da colina (CP), respectivamente, e a linha B-B que atravessa HT e CP na direção do eixo maior NO (313°). Ademais, foi instalada uma torre de 50 m de altura a montante, no ponto RS de figura. 6.2 como uma torre de referência para medições detalhadas da velocidade do vento não perturbada.

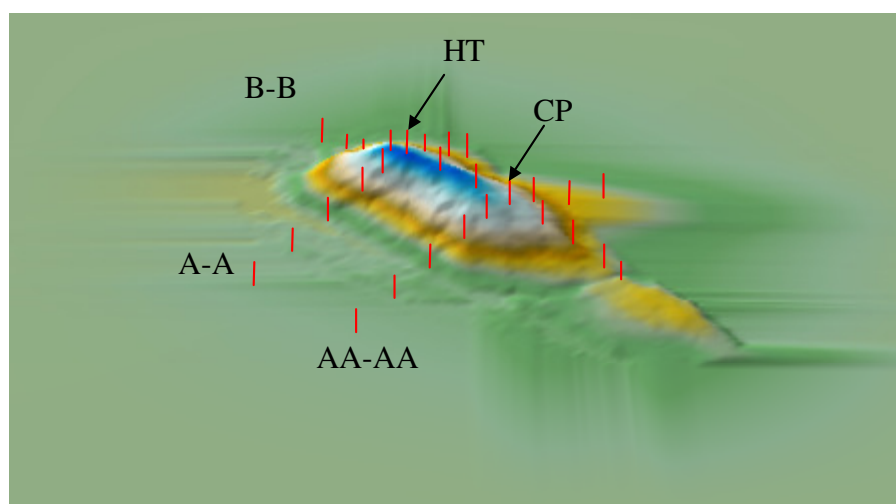


Figura 6.3: Distribuição esquemático das torres de medição

Para as medições de velocidade de vento foram usados quatro tipos de anemômetros:

1. uvw anemômetro tipo hélice para medir os três vetores ortogonais do vento, longitudinal a componente de vento u , transversal a componente v , a componente vertical w e a turbulência.
2. Anemômetros de copo de vários fabricantes para medir a componente horizontal de vento.
3. Sensores ultra-sônicos de vários fabricantes para medir os três vetores ortogonais de vento e a turbulência.
4. TALA - *Tethered Aerodynamic Lifting Anemometer* - *Kyte Systems* para obter o perfil do vento até uma altura de 200 metros.
5. *AIRsonde Profiles* para obter o perfil do vento até uma altura de 2000 metros. Com este sistema, foram também medidos os dados da temperatura, umidade relativa e a direção de vento.

A tabela 6.1 resume as distribuições de distâncias e alturas das torres de medição.

Tabela 6.1 Distribuição de distâncias e alturas das torres de medição

Torre	GRID		Distância para CP		Distância para		Altura [m]	Linha
			X [m]	Y	HT [m]	CP		
RS	74300	820980	-1378	-2485	2962,06	2841,48	10,00	---
HT	75383	823737	-295	272	0	401,27	122,14	---
CP	75678	823465	0	0	401,25	0	115,15	---
ASW 85	74813	823122	-865	-343	-838,46	---	10,00	A-A
50	75050	823378	-628	-87	-489,55	---	11,93	A-A
35	75162	823498	-516	33	-325,38	---	34,84	A-A
10	75319	823667	-359	202	-94,77	---	107,95	A-A
HT 10 m t	75381	823745	-297	280	8,25	---	122,14	A-A
ANE 10	75454	823812	-224	347	103,21	---	108,53	A-A
20	75523	823884	-155	419	202,91	---	85,57	A-A
40	75661	824017	-17	552	394,47	---	42,69	A-A
AASW 70	75208	822968	-470	-497	---	683,96	12,56	AA-AA
60	75274	823038	-404	-427	---	587,74	13,11	AA-AA
50 t	75352	823100	-326	-365	---	489,29	14,38	AA-AA
40	75417	823174	-261	-291	---	390,78	25,85	AA-AA
30 t	75493	823244	-185	-221	---	288,10	53,55	AA-AA
20	75553	823320	-125	-145	---	191,34	77,89	AA-AA
10 t	75623	823388	-55	-77	---	94,56	102,73	AA-AA
BSE 40	75680	823465	2	0	---	2,00	115,17	AA-AA
AANE 10	75746	823540	68	75	---	101,21	110,59	AA-AA
20	75807	823610	129	145	---	194,00	85,67	AA-AA
30	75871	823675	193	210	---	285,13	63,14	AA-AA
40	75938	823745	260	280	---	382,00	41,68	AA-AA
60	76073	823886	395	421	---	577,21	25,20	AA-AA
BNW 20	75243	823875	-435	410	196,56	---	115,08	B-B
10	75313	823810	-365	345	101,13	---	120,86	B-B
BSE 10	75458	823671	-220	206	99,90	---	121,51	B-B
20	75528	823603	-150	138	197,43	---	119,09	B-B
30	75606	823535	-72	70	300,88	---	117,69	B-B
40	75680	823465	2	0	402,72	---	115,17	B-B
50	75754	823397	76	-68	503,22	---	112,52	B-B
60	75833	823324	155	-141	610,78	---	105,51	B-B
70	75905	823260	227	-205	707,10	---	94,24	B-B
80	75982	823193	304	-272	809,13	---	82,55	B-B
90	76046	823130	368	-335	898,87	---	72,02	B-B
100	76120	823063	442	-402	998,69	---	57,17	B-B
110	76195	822997	517	-468	1098,58	---	49,10	B-B
150	76490	822723	812	-742	1501,19	---	34,69	B-B
170	76636	822585	958	-880	1702,07	---	39,28	B-B

6.2. MEDIÇÃO DA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA

Para obter informações sobre a meteorologia durante as medições os pesquisadores procuraram os mapas meteorológicos fornecidos diariamente pelo *Royal Meteorological Society Log*. O mapa da figura 6.4 mostra as condições do tempo no dia 3 de Outubro de 1983 às 12:00 horas.

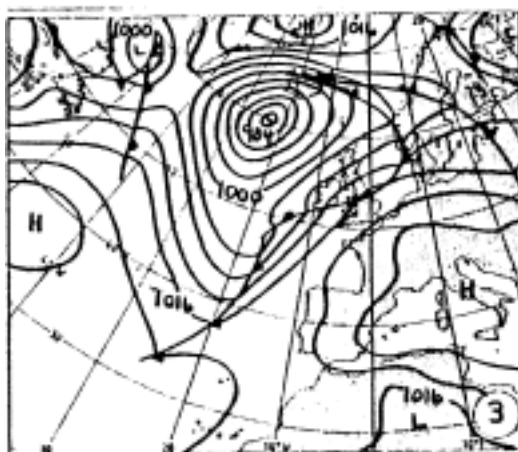
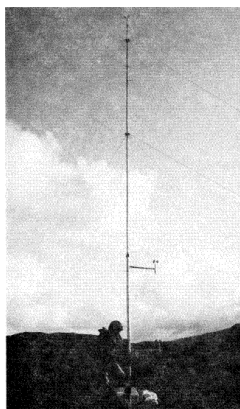


Figura 6.4: Mapa meteorológico

O dia mostrou 90% das nuvens a uma altura de 300 metros. O vento foi considerado como moderado pela manhã, aumentando ao meio dia e diminuindo à tarde, mas sempre vindo de SW. Ocorreu uma chuva muito forte entre 10:00 horas e 11:00 horas seguido pelos ocasionais intervalos de sol.

Para o período a ser avaliado neste trabalho, a pressão barométrica manteve-se a 100500 Pa com uma temperatura relativamente constante em 283 K.

6.2.1. Anemômetros de Copo



Foram usados anemômetros de copo de vários fabricantes. Este tipo de sensor possui três conchas, mede somente o componente horizontal do vento e tem em geral uma precisão adequada. As desvantagens, como, por exemplo, a inércia dos rotores, os efeitos de *overspeeding* ou da *cosine response* (ver capítulo 6.2.6) são conhecidos e de importância menor. Ainda hoje este tipo de sensor é o mais usado na medição de vento para empreendimentos eólico-elétrico.

6.2.2. Anemômetros Sônicos



Anemômetros ultra-sônicos pertencem a uma geração relativamente nova de sensores de vento. Eles registram o fluxo de ar em uma, duas ou três dimensões (velocidade e direção) com uma qualidade de dados que é superior ao equipamento convencional. A resolução e a frequência de medida são melhores do que os anemômetros de copos, que permite assim calcular as flutuações turbulentas através das medições de desvios padrões. Anemômetros ultra-sônicos não têm nenhuma parte móvel. Isto significa que eles não têm faixa de operação nem erros inerciais. Como também não tem partes desgastáveis, não precisam de manutenção nem re-calibração.

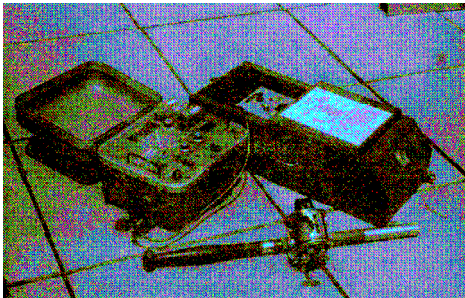
6.2.3. Anemômetros GILL



O anemômetro Gill UVW possui três hélices montados em ângulos de noventa graus. Cada sensor mede o componente de vento paralelo ao próprio eixo obtendo assim os vetores ortogonais da velocidade de vento. Este tipo de anemômetro não mostra efeitos de *overspeeding* e respondem com ângulos de vento inclinados segundo a *cosine law* (ver capítulo 6.2.6), permitindo assim calcular a velocidade real de vento como também a

direção do vento. Entretanto, foi verificado que em ventos muito turbulentos as pás possam entrar em efeito estol.

6.2.4. Sistema de *Kite*



O sistema *kite* é basicamente uma pipa com uma cauda que funciona como um estabilizador e que foi guiado com uma corda de Kevlar. A tensão na corda é proporcional às forças aerodinâmicas e pode assim fornecer dados sobre a velocidade e a direção do vento. Durante o projeto foram realizadas várias baterias de medição, a partir de 10 metros até uma altura de 200 metros. Para informações mais detalhadas há descrições na documentação do projeto em Askervein. O importante aqui é que os pesquisadores descobriram que a resistência no vento da própria corda teve influências maiores do que esperados no início do projeto. Os dados fornecidos não foram corrigidos mas, Taylor e Cook (1985) re-avaliaram os valores e propuseram aplicar um fator de correção como segue:

$$u_{\text{verdade}} = u_{\text{kite}} (1 - 0,6 \cdot 10^{-4} z) \quad (6.1)$$

6.2.5. AIRsonde Profiles

Para uma melhor investigação da estrutura da CLA foram ainda lançadas sondas de ar. Essas sondas eram balões que subiram até uma altura de 2 km carregando sensores para medir a velocidade e direção de vento, a temperatura, umidade relativa e a pressão atmosférica. No dia 3 de Outubro, houve vários problemas durante as medições que limitaram especialmente as medições da velocidade e da direção de vento (ver figura 6.5):

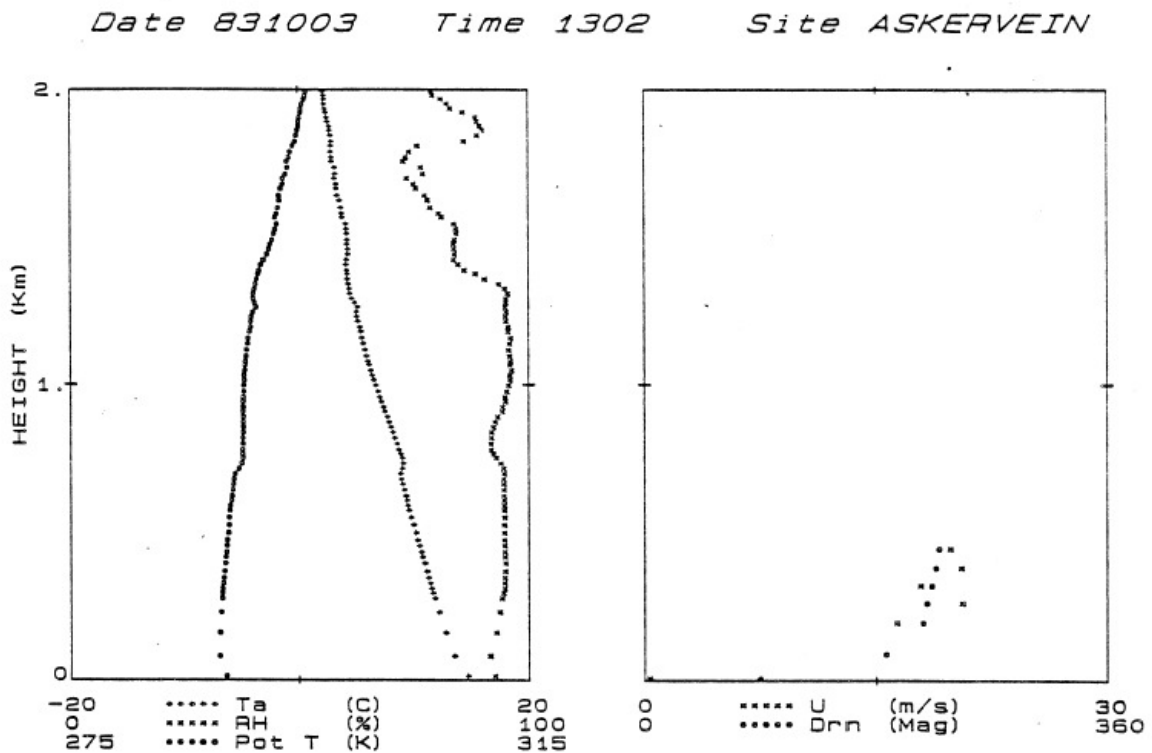


Figura 6.5: Medições com AirSonde profiles

6.2.6. Qualidade das medições

A base principal para a calibração do modelo numérico são os dados obtidos no projeto de Askervein. Por isso, a qualidade, ou seja, as exatidões dos valores medidos precisam ser avaliadas.

Para a época, as medições foram realizadas em um padrão tão alto quanto possível. Mesmo assim, erros foram cometidos, especialmente na instalação dos equipamentos. Não se conhecia bem a influência aerodinâmica das torres, que hoje em dia já resulta em instalações normalizadas (IEC 61400-12-1, 2005). Não se encontra nenhuma referência na documentação sobre a grandeza desse erro ou como se deve considerá-lo. Contudo, os efeitos do *overspeeding* ou da *cosine response* na medição com anemômetros de copo não foram corrigidos. O *overspeeding* é causado pelo comportamento dos anemômetros de copo de responder mais rápido quando a velocidade de vento aumenta. Porém, foram anexados tabelas na documentação de todo o tipo de anemômetro com os seus estimados erros causados pelo efeito na respectiva altura de medição. O máximo erro estimado foi 1,4 % que é comparável com o estado da arte atual (IEC 61400-12-1, 2005).

Mais crítico é a *cosine response*, ou seja, a influencia na medição quando o vento não é perpendicular ao eixo vertical do anemômetro de copo. Esse erro foi estimado em um máximo de 4 % e é um pouco maior do que os anemômetros atuais. Em especial, os sensores instalados nas maiores inclinações da colina estavam sendo influenciados pelo mencionado efeito.

A documentação não mencionou influências na medição que podiam ser causados pelos outros tipos de sensores.

Durante todo este período, que foi do dia 16 de Setembro até o dia 10 de Outubro, os *Loggers* estavam sempre gravando. Porém, somente os dados de TURBULENT FLOW RUN TU-03B, realizado no dia 3 de Outubro entre 14:00 e 17:00 horas, serão aplicados neste trabalho. Todos os dados foram medidos a cada segundo e gravados em médias de 10 min o que resultou em uma velocidade média de 8,9 m/s na altura de 10 metros.

6.2.7. *Speed-Ups*

As medições em Askervein em 1983, abrangem um período de aproximadamente um mês, o que significa que as condições do tempo, como também as velocidades de referência sofreram variações. Segundo os pesquisadores, a estabilidade térmica se manteve quase neutra, mas as variações das velocidades médias de vento devem ser consideradas para que os resultados obtidos em dias diferentes sejam correlacionáveis.

Por isto, foi definida uma velocidade adimensionalizada pela velocidade medida no ponto de referência - RS - como segue:

$$Speed - Up_{torre} = \frac{\bar{U}_{torre} - \bar{U}_{RS}}{\bar{U}_{RS}} \quad (6.2)$$

Assim, um valor negativo significa uma velocidade de vento menor e um valor positivo uma velocidade maior do que a velocidade da referência.

6.3. GRID DE DADOS DA TOPOGRAFIA

Obter uma representação adequada da topografia é um problema extremamente difícil. Experiências em projetos comparáveis, e.g. *The Kettlers Hill Project*, revelaram que as

velocidades de vento, especialmente essas medidas a uma altura de 10 m acima do solo, podem variar de forma significativa de um local para o outro, até mesmo em colinas com baixa rugosidade e com pequenas variações topográficas. Para modelar esses tipos de variações são necessários informações de topografia altamente detalhadas e com uma boa precisão. O processo sobre a aquisição de dados topográficos para o projeto de Askervein está descrito em Walmsley et al., 1995. Basicamente foi digitalizado o *UK Ordnance Survey Landranger Series Sheet 22* com uma escala de 1:50.000 com um software de “*raster to vector*”, para obter informações sobre o contorno. Informações sobre a exatidão dos resultados não foram encontradas.

Concluindo, os dados para o terreno de Askervein estão disponíveis em formato *UK Ordnance Survey Grid* com o ponto central em 75678.00, 23465.00. Foram fornecidos dois arquivos, um que abrange todas as quatro colinas e um segundo, somente com a colina principal junto com a menor de todas, em direção SE. Todas as atividades deste trabalho referem-se ao segundo arquivo.

Totalizando, são 257 *grids* e cada um deles possui 257 dados. Como o arquivo cerca uma área de 6000 m x 6000 m, o espaçamento entre os pontos é dado por 23,4375 m x 23,4375 m. Os pesquisadores já organizaram todos os valores em matrizes para ser lido diretamente com o software SURFER da Golden Software Inc.

7. MODELAGEM DA SUPERFÍCIE

Para poder aplicar uma malha é necessário modelar a superfície através dos dados do *grid* da colina com o software SURFER.

A superfície foi modelada em três passos:

1. Transformação de *grid* em um mapa com curvas de nível;
2. Modelagem de superfície nas várias alturas;
3. Modelagem de superfícies ao redor do domínio.

7.1. O SOFTWARE SURFER DA GOLDEN SOFTWARE INC.

Os pesquisadores do projeto Askervein prepararam um arquivo com dados em formato do *UK Ordnance Survey Grid*, com a recomendação de modelagem do *grid* com o *software* SURFER da Golden Software Inc. O SURFER fornece diretamente um mapa de curvas de nível com a possibilidade de definir a quantidade ou o espaçamento entre elas. Como não se encontrou informações para definir este espaçamento, neste trabalho utilizou-se intervalos de 10 metros. A figura 7.1 mostra o mapa gerado pelo *software*:

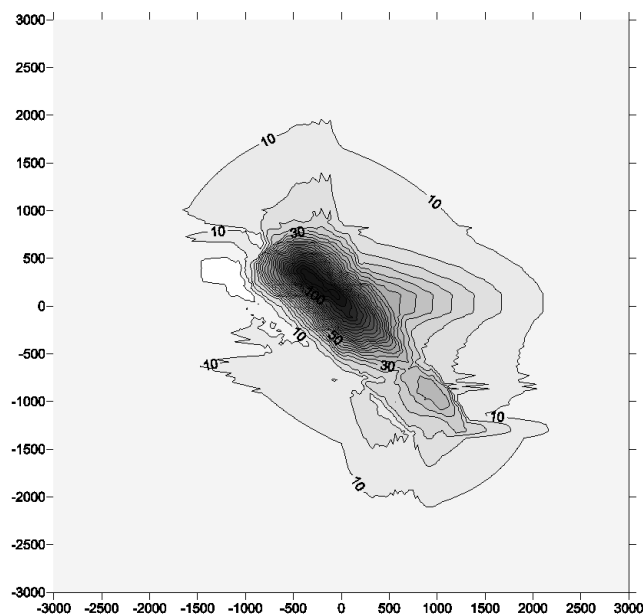


Figura 7.1: Mapa de curvas de nível de Askervein

Os valores nos eixos são as distâncias até a torre HT – *Hill Top* no ponto mais alto da colina.

Para a modelagem da superfície em um software de CAD, o mapa de nível foi exportado em formato .cfx, único disponível para ser lido em software de CAD.

7.2. O SOFTWARE RHINOCEROS® 3.0 DA ROBERT MCNEEL & ASSOCIATES

Para modelar a superfície da colina foi usado o software Rhinoceros® 3.0, da empresa ROBERT MCNEEL & ASSOCIATES. Este programa modela, entre outros, superfícies em 3-D baseados em curvas NURBS – *Non Uniform Rational B Splines*. A geometria NURBS é um padrão industrial para desenhistas que trabalham em 3-D com formas complexas e é basicamente definida com quatro características; o grau, os pontos de controle, os nós e a regra de avaliação. Na modelagem da superfície da colina em Askervein, somente as primeiras duas foram aplicadas e são explicadas aqui. Para obter informações mais detalhadas sobre as demais possibilidades de definições e manipulações de NURBS, referir-se à literatura existente.

O grau:

É um número positivo que define o grau da interpolação ou continuidade. Por exemplo, uma linha é linear com o grau um, um círculo é quadrático com o grau dois, etc. O grau máximo possível para a *spline* é 32. No caso de serem retas concorrentes, o ponto de intersecção é matematicamente uma singularidade, ou seja, um canto. Já com curvas de grau dois, as derivadas em cada ponto estão definidas e se obtém uma curva contínua, ou seja, sem cantos. Quanto maior o grau, maior a suavidade das curvas e superfícies. O menor grau aplicado na modelagem de superfícies foi 2. É possível de aumentar o grau de uma curva sem modificar a sua forma. Ao contrário, a diminuição do grau implica automaticamente em uma modificação da sua forma. O Rhinoceros provê ferramentas para modificar o grau de curvas e superfícies, respectivamente.

Os pontos de controle:

Uma das possibilidades mais fáceis para mudar a geometria de um NURBS é através dos pontos de controle. Existem várias ferramentas para mover estes pontos resultando em novos ajustes na curva. Devido a alguns problemas com dobras nas superfícies (ver Figura 7.2) este recurso foi usado com frequência.

A primeira idéia para modelar a superfície ao redor de curvas de nível foi a aplicação de comando *patch*. Este recurso necessita de somente três pontos para definir uma superfície. Por isso, foram construídas NURBS com o ponto inicial no topo da colina, descendo de forma radial até as margens do mapa. A seguir foram, passo a passo, colocadas pequenas superfícies com o mencionado comando. Devido à forma radial, obtiveram-se fragmentos de superfícies menores no topo da colina, ou seja, em áreas onde uma boa superfície é mais importante, e pedaços maiores nas margens do modelo. Dessa maneira, a modelagem resultou dentro da exatidão dos dados fornecidos, um mapa de ótima resolução gráfica. Infelizmente resultou em um arquivo de 40 Mb e não foi mais processável com os computadores disponíveis.

Por isso, precisava-se encontrar uma outra maneira de modelagem que combine a processabilidade com uma exatidão ainda aceitável. A solução foi encontrada no comando *loft* que necessita de no mínimo, duas curvas fechadas (ou curvas de níveis) para construir uma superfície entre elas. Assim puderam-se construir as superfícies como cintos ao redor da colina. Entretanto, em curvas de nível com gradientes maiores, o comando não conseguiu construir superfícies ao redor da colina. Como se vê na figura 7.2, nestes lugares surgiram dobras na superfície.



Figura 7.2: Dobras na superfície

Em alguns casos, foi necessário se modificar a superfície de forma a diminuir o gradiente da curva de nível, deslocando os pontos de controle até a dobra da superfície desaparecer, ou, pelo menos reduzi-la até uma altura máxima de aproximadamente 10 metros. Em nenhum dos casos fez-se necessário deslocar os pontos mais do que 20 metros na horizontal. Como a exatidão dos dados fornecidos ficou em aproximadamente 23 metros, as modificações da superfície foram consideradas de importância menor. Apesar disso, todas as modificações se encontraram atrás e nas laterais das colinas, ou seja, em áreas relativamente distantes das torres instaladas e de importância menor. Em áreas que não possuíam curvas de nível fechadas, a superfície foi modelada com o comando *patch*.

Dessa maneira conseguiu-se modelar a topografia reduzindo o arquivo para 11 Mb. A figura 7.3 mostra o resultado da modelagem da superfície da colina.

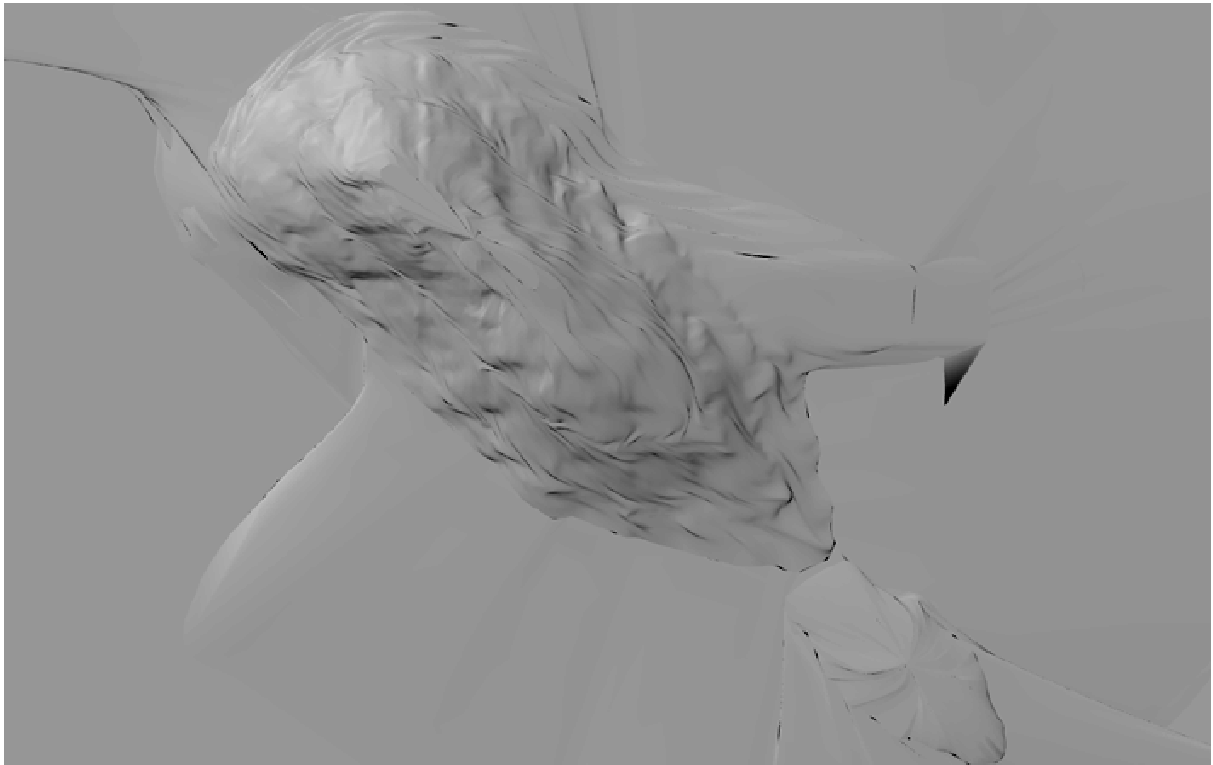


Figura 7.3: Superfície da colina em Askervein modelada com o software *Rhinoceros*

8. MODELAGEM DA MALHA

Para a interface entre CAD e superfície, neste trabalho foi usado o software da ANSYS ICEM CFD 10.0. É uma ferramenta que provê uma aquisição de geometria sofisticada, gerador e editor de malha e uma variedade grande de saídas para *solvers* e pós-processamento.

Neste capítulo é feita uma rápida revisão sobre malhas em geral e também sobre o processo aplicado para gerar a malha da colina de Askervein.

8.1. MALHAS

Uma malha é uma discretização de um espaço com dimensões definidas onde as variáveis do modelo serão calculadas. A soma de todas as malhas representa o domínio do problema cercado pelos limites do volume de controle. Segundo Ferziger et al., 2002, existem dois tipos de malhas, estruturadas e não estruturadas:

1. Malhas estruturadas – Possuem uma estrutura que segue uma ordem. Cada elemento tem o mesmo número de vizinhos, (quatro em duas e seis em três dimensões) o que permite realizar uma numeração ordenada. A sua maior vantagem é a programação facilitada e possui matrizes de sistemas de equações algébricas também com estruturas regulares. A maior desvantagem é que podem ser aplicadas somente em domínios com geometrias simples. As malhas estruturadas neste trabalho são prismáticas.
2. Malhas não estruturadas – Os elementos podem ter qualquer forma e não existem restrições para a quantidade de malhas vizinhas. As matrizes das equações algébricas não possuem estrutura regulares e diagonais. Isto deixa os *solvers* em geral mais lentos quando comparados com os de malhas estruturadas. As malhas não estruturadas neste trabalho são tetraédricas.

8.2. O SOFTWARE ICEM CFD DA ANSYS

Para as ferramentas a serem utilizadas, os seguintes parâmetros são os mais importantes na definição de grandeza de uma malha tetraédrica no software ICEM CFD, como se vê na figura 8.1:

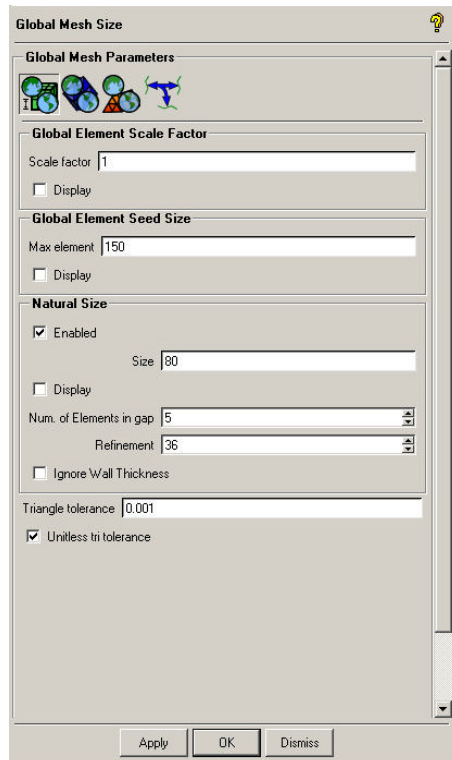


Figura 8.1: Quadro no ICEM para definir os parâmetros globais da malha tetraédrica

Global Element Scale Factor: Todos os outros valores são multiplicados pelo valor definido aqui. É um fator geral que permite um controle global da escala da malha em vez de uma modificação de parâmetros de cada elemento.

Global Element Seed Size: O maior tamanho de um elemento de volume não será maior do que este valor multiplicado pelo *Global Element Factor*.

Natural Size: Subdivide automaticamente os elementos da malha em valores menores do que o definido no *Global Element Seed Size*. O menor tamanho de uma malha não será menor do que o produto entre este valor e o *Global Element Scale Factor*. Em geral, obtém-se malhas maiores em áreas planas e menores em áreas com curvaturas de grande inclinação. O refinamento se define através do número de elementos que limita a quantidade de elementos e o refinamento que define o número de cantos a serem colocados ao longo de uma curva. A figura 8.2 mostra a vantagem em aplicar esta ferramenta.

Num. Of Elements in gap: Define a quantidade de elementos em uma separação. Isto evita uma quantidade de elementos exagerada, caso o *Natural Size* seja pequeno demais para uma separação particular.

Refinement: Define o número de cantos que cabem ao longo de uma curvatura no caso em que esta seja estendida para 360°. Um exemplo deste refinamento é dado na figura 8.2:

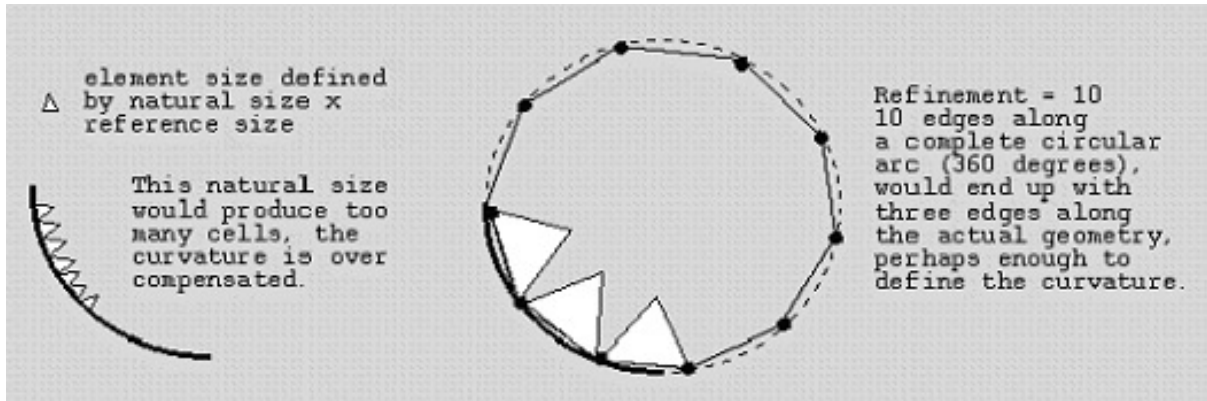


Figura 8.2: Refinamento em curvas no ICEM CFD

A figura 8.3 mostra os parâmetros que são usados nas ferramentas mais importantes na definição de grandeza de uma malha prismática:

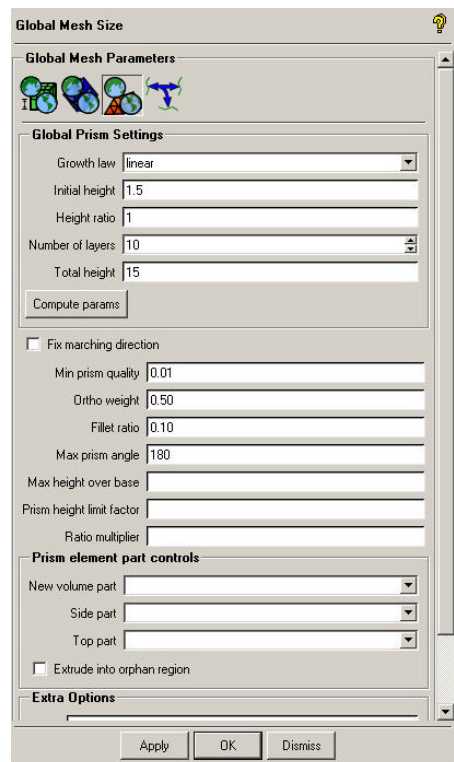


Figura 8.3: Quadro no ICEM para definir os parâmetros globais da malha prismática

Growth Law: Determina a altura de camadas acima de uma superfície. Existem duas possibilidades:

1. Linear – A altura de uma camada particular é definida por:

$$h \cdot (1 + (n - 1) \cdot (r - 1)) \quad (8.1)$$

2. Exponential - A altura de uma camada particular é definida por:

$$h \cdot (r)^{(n-1)} \quad (8.2)$$

onde:

h = *inicial height*, altura da primeira camada de elementos.

r = *height ratio*, razão de expansão a partir da primeira camada de elementos. O valor será multiplicado pela altura do elemento da camada anterior para definir a próxima camada.

n = *number of layers*, número de camadas com alturas iguais. A camada $n + 1$ terá a altura multiplicada com r .

Existe a possibilidade de se fazer um cálculo para a obtenção da altura total das camadas no campo *total heights*.

8.3. DEFINIÇÃO DE ÁREAS E GERAÇÃO DE MALHAS

O software ANSYS ICEM CFD não permite a importação de arquivos de superfície em formato .3dm, extensão padrão do Rhinoceros. Por isso, o arquivo precisava ser exportado para o formato .iges. Este processo não tem impacto na distribuição da própria superfície, embora o formato .iges divide as superfícies em muitos fragmentos pequenos. Isto dificultou o processo no ANSYS ICEM CFD para a atribuição de superfícies, pois teve-se que reunir inúmeros fragmentos em uma única região, já que havia áreas fragmentadas com as mesmas condições de contorno. Por isso, foram definidos 7 grupos de superfícies, sendo eles: Entrada, lateral 1, lateral 2, teto, saída, colina e solo. Somente depois inicio-se a construção de malhas, o que foi realizado em dois passos.

Tetra Mesh: Malha base, cujos elementos de volume tem geometria tetraédrica, com os seguintes parâmetros:

- *Global Element Scale Factor:* 001
- *Global Element Size:* 150
- *Natural Size:* 080
- *Number of elements in gap:* 010
- *Refinement:* 036

Com esta configuração, a malha chegou ao um total de aproximadamente 1,2 milhões de elementos de volume. Na média, o refinamento diminuiu o comprimento das malhas na superfície horizontal para aproximadamente 40 metros. O valor ótimo aqui seria igual ao do espaçamento entre os pontos de *grid*, ou seja, aproximadamente 23 metros. Entretanto todas as tentativas em avançar na diminuição deste comprimento culminaram em quantidades de elementos acima de 5 milhões, não podendo assim, ser mais processado com o computador disponível para o trabalho.

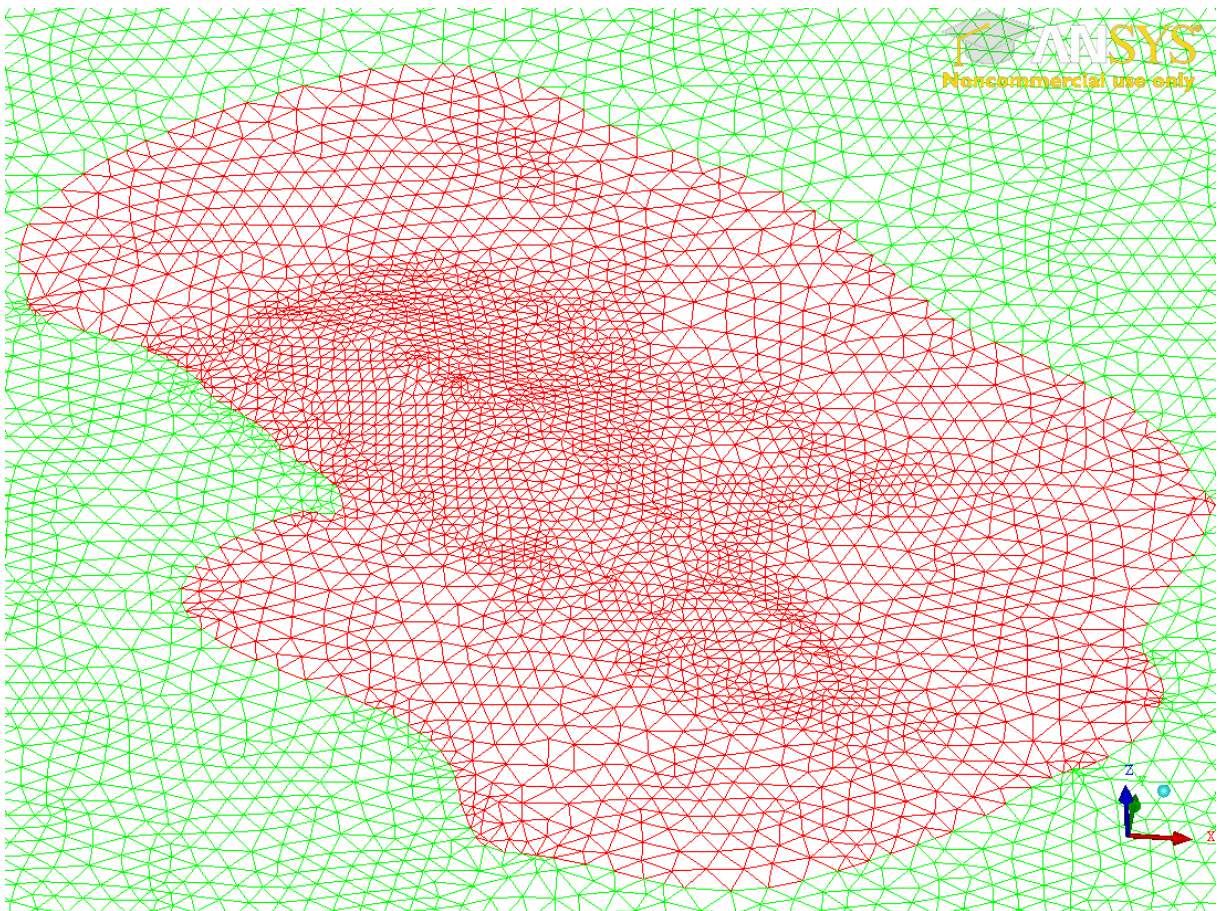


Figura 8.4: Malha tetraédrica sobre a superfície

Na horizontal, comprimentos de 40 metros são valores aceitáveis, mas, para uma análise similar na vertical, com certeza não, pois o perfil de vento com a sua forma logarítmica possui gradientes altos especialmente nos primeiros 20 a 30 metros. Nesse caso, duas malhas representariam toda a camada de Prandtl, o que deve fornecer resultados não adequados à análise. Por isso, foram geradas três malhas, duas com refinamento prismático e uma só com elementos tetraédricos. Para os refinamentos prismáticos utilizaram-se os seguintes parâmetros:

Prism Mesh:

	Malha1 / Malha 2	
• <i>Growth Law:</i>	linear	
• <i>Inicial height</i> [metros]	1	/ 1,5
• <i>Height ratio</i>	1	/ 1,5
• <i>Number of layers</i>	15	/ 10
• <i>Total height</i>	15 metros	

Nomeou-se a malha sem refinamento prismático como Malha 3

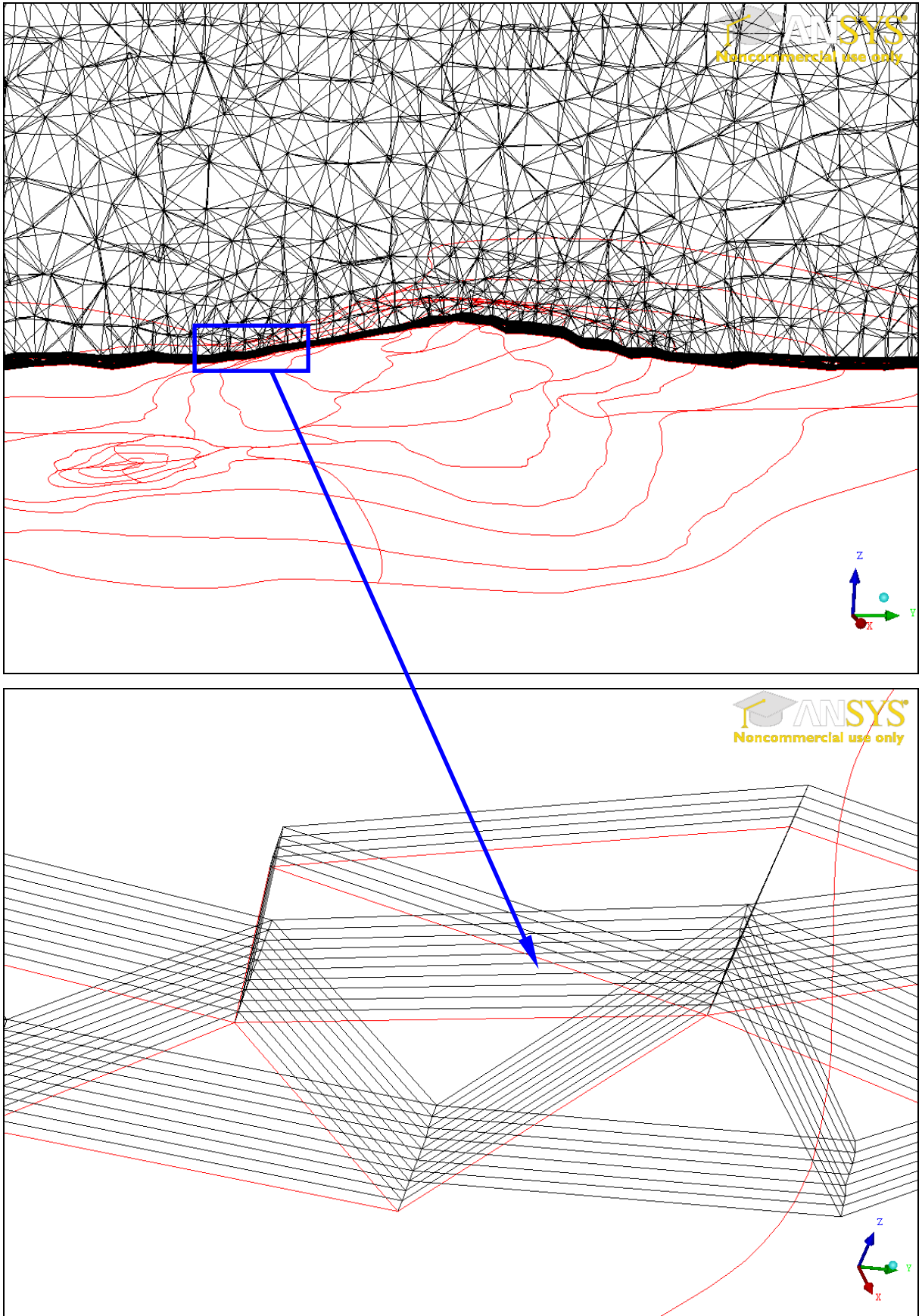


Figura 8.5: Malha completa. a) corte vertical acima da colina. b) 10 camadas de malhas prismáticas com uma altura de 15 metros em total

O próximo passo, após a geração da malha, é a verificação da ocorrência de erros da mesma. O próprio software possibilita uma avaliação, indicando elementos de volume com problemas, como por exemplo, elementos duplicados, elementos isolados ou elementos que ficam fora do domínio, entre outros. Todos estes elementos podem ser consertados automaticamente pelo software ou manualmente, isolando-os em uma pasta separada.

Em um segundo passo deve-se avaliar a qualidade da malha. Para o SOLVER utilizado, os dois critérios mais importantes nessa avaliação são a razão de aspecto e a avaliação dos ângulos mínimos (ANSYS, 2003). A razão de aspecto ou qualidade dos elementos triangulares e tetraédricos é estabelecida através de uma comparação entre os elementos gerados e elementos equiláteros. É importante perceber que os elementos equiláteros apresentam a melhor distribuição de ângulos internos e razão de aspecto para elementos superficiais triangulares como espaciais tetraédricos. Para estabelecer, portanto, a comparação entre os elementos da malha e os elementos equiláteros o ICEM divide as duas razões. R_{inside} e $R_{outside}$ indicam o raio das circunferências inscrita e circunscrita, para os elementos triangulares, e raio das esferas inscritas e circunscritas para elementos tetraédricos. É fácil perceber que o maior valor da relação $R_{inside} / R_{outside}$ que se pode obter é para o elemento equilátero, e a medida em que o elemento é distorcido esta relação se aproxima do valor zero, como ilustrado na figura 8.6 (ANSYS, 2003):

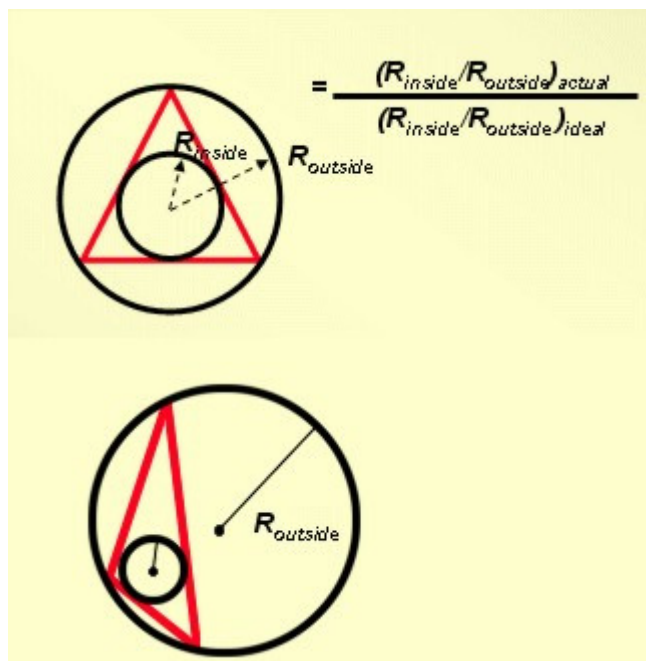


Figura 8.6: Definição razão de aspecto para malhas triangulares e tetraédricas

Assim, o valor da relação entre os raios inscritos e circunscritos é normalizado em função do máximo valor que poderia ser obtido, dando origem à equação apresentada anteriormente. Os valores de razão de aspecto sempre ficam entre 0 e 1. Idealmente, os valores de razão de aspecto devem ficar acima de 0,2. Em geometrias mais complexas pode-se trabalhar com valores entre 0,15 e 0,2, desde que sejam poucos elementos, e que não estejam em uma região importante do domínio.

No ICEM CFD, a definição do razão de aspecto para malhas prismáticas é diferente. Esta avaliação da qualidade é calculada através da razão da maior aresta e da menor aresta. As alturas das malhas prismáticas neste trabalho foram definidas de forma fixa com 1 e 1,5 metros, respectivamente. Ao redor da colina, as arestas da base das malhas têm sua dimensão média de aproximadamente de 40 metros, aumentando em direção das margens do domínio até 150 metros. A recomendação encontrada no manual é um valor menor de 100, ou seja, para a malha com alturas de 1 metro, isto já resulta em valores acima das recomendações.

A respeito dos ângulos, os valores representam os ângulos entre as arestas do elemento. Assim um ângulo de 15° indica que o ângulo entre as arestas de um triângulo, por exemplo, é de 15° . O ângulo geralmente é avaliado através do maior ou menor valor observado nas faces dos elementos da malha. O ideal, para elementos quadriláteros é que eles sejam ortogonais, com ângulos internos próximos a 90° . Já nos casos de triângulos e tetraedros, o ideal é que os ângulos internos fossem todos iguais a 60° .

Os valores dos ângulos mínimos devem estar em uma faixa de 15° e 165° , para que se possa assumir uma boa qualidade na malha, (ANSYS, 2003). Em casos de geometrias complexas, pode-se trabalhar com ângulos entre 10° e 170° , desde que não estejam em uma região importante do domínio (regiões com fortes gradientes, por exemplo).

A tabela 8.1 mostra um sumário da quantidade e da distribuição dos elementos e nós das malhas 1 e 2, e a tabela 8.2, os histogramas dos parâmetros mais importantes da avaliação da qualidade. Ambas as malhas possuem menos do que 1 % de elementos com uma razão de aspecto abaixo das recomendações. Nenhum elemento ficou com um ângulo fora das recomendações.

Deve-se notar que fazer uma avaliação aprofundada da influência da qualidade da malha gerada em uma aplicação numérica é sempre importante. A aplicação da teoria de um modelo da turbulência é igual para cada problema, enquanto a geração da malha, e em consequência do seu erro numérico, é sempre diferente.

Entretanto, o foco deste trabalho não foi encontrar os valores mais exatos possíveis, mas sim, montar uma base que mostra a possibilidade de se avaliar efeitos locais de topografia com o software CFX. Sendo assim, as únicas avaliações neste sentido foram feitas através das avaliações da qualidade, como descrito acima. Ademais, foram ainda avaliadas as independências de 3 malhas geradas (ver figura 11.1).

Tabela 8.1 Quantidade, tipo e distribuição da malha 1 e 2

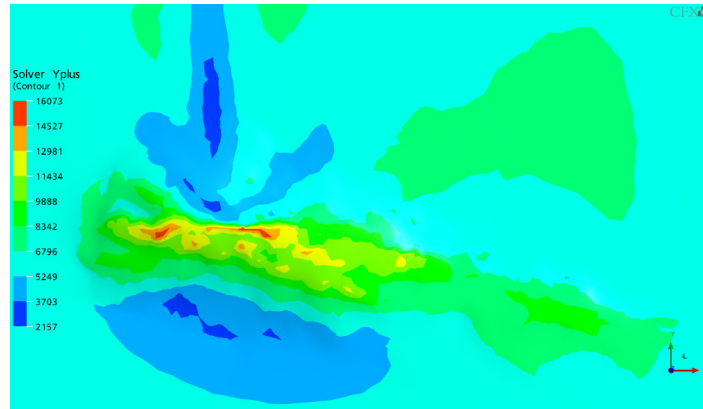
Malha 1		Malha 2	
Tipo de elementos	Quantidade	Tipo de elementos	Quantidade
TETRA_4	552306	TETRA_4	552312
TRI_3	67198	TRI_3	67196
PENTA_6	521115	PENTA_6	347390
QUAD_4	7005	QUAD_4	4670
Distribuição nas áreas		Distribuição nas áreas	
BODY	1073421	BODY	899702
COLINA	5341	COLINA	5339
CURVAS	1436	CURVAS	1424
ENTRADA	4629	ENTRADA	4044
LATERAL	9271	LATERAL	8105
SAIDA	4623	SAIDA	4040
SOLO	29400	SOLO	29400
TETO	20939	TETO	20938
Total elementos	1149060	Total elementos	972992
Total nós	372600	Total nós	284566

Tabela 8.2 Qualidade da malha 1 e 2 em relação de razão de aspecto e de ângulos

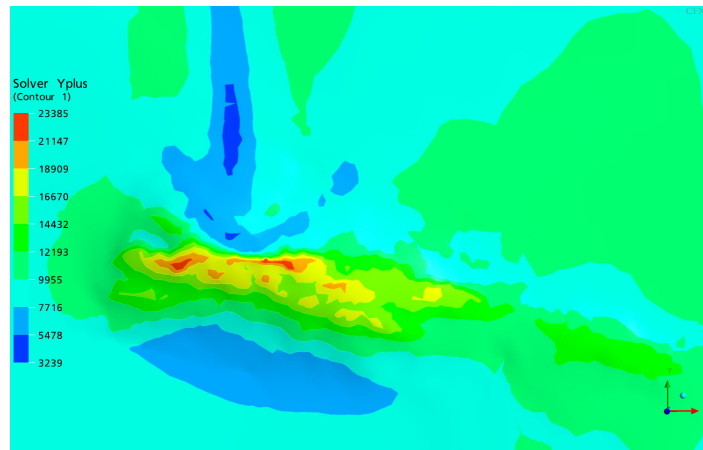
Qualidade Malha 1								Qualidade Malha 2							
Razão de aspecto				Ângulo				Razão de aspecto Malha 2				Ângulo			
min	max	Quant.	%	min	max	Quant.	%	min	max	Quant.	%	min	max	Quant.	%
0,95	1	527329	45,95	60	64	8772	0,764	0,95	1	353504	36,385	60	64	7015	0,722
0,9	0,95	18900	1,647	64	68	22916	1,997	0,9	0,95	18550	1,909	64	67	17261	1,777
0,85	0,9	35340	3,079	68	72	28453	2,479	0,85	0,9	34663	3,568	67	71	25235	2,597
0,8	0,85	49578	4,32	72	76	30962	2,698	0,8	0,85	48913	5,034	71	74	25311	2,605
0,75	0,8	59704	5,202	76	80	45379	3,954	0,75	0,8	59005	6,073	74	78	31059	3,197
0,7	0,75	71096	6,195	80	84	68849	5,999	0,7	0,75	69805	7,185	78	81	45056	4,637
0,65	0,7	87033	7,584	84	88	103656	9,032	0,65	0,7	85724	8,823	81	85	65239	6,715
0,6	0,65	90035	7,845	88	92	176641	15,392	0,6	0,65	89511	9,213	85	88	92750	9,546
0,55	0,6	75825	6,607	92	96	153966	13,416	0,55	0,6	76578	7,882	88	92	160719	16,542
0,5	0,55	55955	4,876	96	100	221655	19,314	0,5	0,55	57051	5,872	92	95	122860	12,646
0,45	0,5	36464	3,177	100	104	203691	17,749	0,45	0,5	37756	3,886	95	99	130343	13,416
0,4	0,45	20724	1,806	104	108	53296	4,644	0,4	0,45	21853	2,249	99	102	137685	14,171
0,35	0,4	9330	0,813	108	112	18078	1,575	0,35	0,4	10080	1,037	102	106	71486	7,358
0,3	0,35	3291	0,287	112	116	8906	0,776	0,3	0,35	3714	0,382	106	109	23500	2,419
0,25	0,3	9	0,001	116	120	1850	0,161	0,25	0,3	183	0,019	109	113	9650	0,993
0,2	0,25	3	0	120	124	458	0,04	0,2	0,25	6	0,001	113	116	4836	0,498
0,15	0,2	3	0	124	128	65	0,006	0,15	0,2	2	0	116	120	1189	0,122
0,1	0,15	0	0	128	132	23	0,002	0,1	0,15	0	0	120	123	295	0,03
0,05	0,1	0	0	132	136	8	0,001	0,05	0,1	0	0	123	127	48	0,005
0	0,05	7005	0,61	136	140	0	0	0	0,05	4670	0,481	127	130	31	0,003

Para excluir diferenças entre os resultados causadas pela teoria de *scalable wall function* que lineariza o perfil de velocidade na subcamada viscosa (ver capítulo 9.2), tentou-se gerar malhas com diferenças pequenas em relação à distância adimensionalizada até o solo, ou seja, com um Y^* (equação 9.10) igual para todas as malhas.

Malha 1



Malha 2



Malha 3

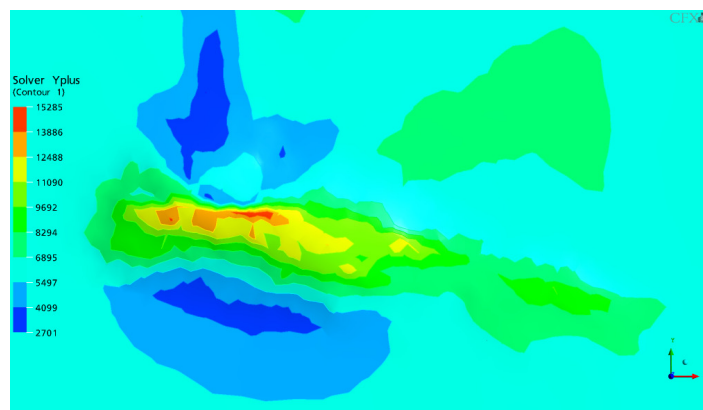


Figura 8.7: Y^* em comparação: Acima malha 1, no meio malha 2 e abaixo malha 3

Afigura 8.7, mostra a uniformidade da distância adimensionalizada, Y^* , para as três malhas. No topo da colina, encontram-se valores até 23.000, ou seja, valores muito altos que podem influenciar os cálculos de velocidades de vento de forma significativa.

9. DISCRETIZAÇÃO COM O SOFTWARE CFX

9.1. O MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS

O esquema da discretização no programa CFX, é um método dos volumes finitos baseado em elementos finitos e foi desenvolvido por Schneider e Raw em 1987. O domínio é dividido em elementos não estruturados com os nós nos vértices. O gerador de malha fornece as coordenadas dos vértices e suas conexões com os nós adjacentes. A aglutinação de vários elementos em torno destes nós cria os volumes de controle (Morais, 2004).

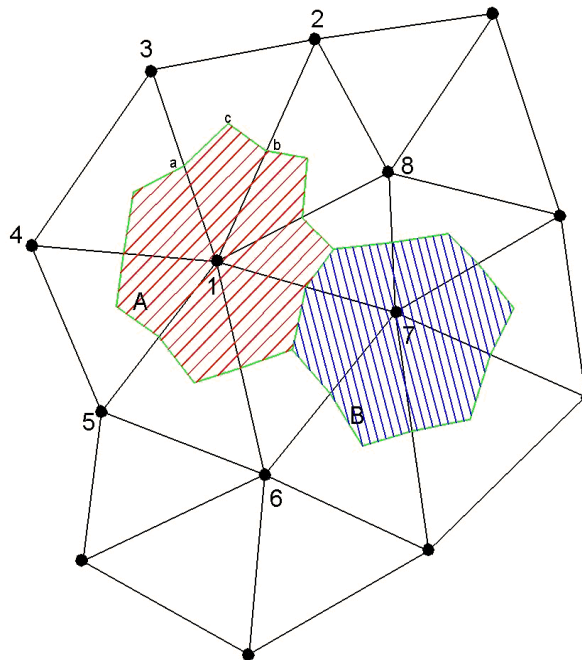


Figura 9.1: Formação dos elementos por triangulação geral e os volumes de contorno (em verde)

O primeiro passo no método dos volumes finitos é a integração das equações governantes em um volume de controle. Por exemplo, na equação de conservação de massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (9.1)$$

Esta equação está sendo integrada no volume de controle usando o teorema de divergência de Gauss que converte uma integral de volume em uma integral de superfície:

$$\int_V \text{div } \vec{v} dV = \int_S \vec{n} \cdot \vec{v} dA \quad \text{Teorema de divergência de Gauss} \quad (9.2)$$

onde V é o domínio de integração volumétrico, S o domínio superficial de integração e \vec{n} é o vetor unitário normal da superfície.

Aplicando este teorema à equação 9.1:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho u_i dn_i = 0 \quad (9.3)$$

As integrais de superfície representam os fluxos e as integrais de volume os termos fonte. Para resolver estas equações numericamente, aproximam-se as derivadas usando funções de discretização. Considerando o esquema de um elemento de volume, os fluxos da superfície precisam ser representados nos pontos de integração (p_i) os quais são localizados no centro de cada segmento de superfície no mencionado elemento de volume. A forma de discretização é a seguinte:

$$\rho V \left(\frac{\rho - \rho^o}{\Delta t} \right) + \sum_{p_i} (\rho u_i \Delta n_i)_{p_i} = 0 \quad (9.4)$$

onde V é o volume de controle, a somatória é feito sobre todos os pontos do volume finito, Δn_j é o vetor discretizando de saída e o subscrito o refere-se ao passo de tempo anterior (Schneider & Raw, 1987). As soluções das equações discretizadas são obtidas para cada nó da malha.

9.2. AS CONDIÇÕES DE ESCOAMENTO DEFINIDAS NO CFX PARA A SUBCAMADA VISCOSA

Para escoamentos sobre a topografia na CLA, os efeitos causados pelo solo têm menor importância na subcamada viscosa, devido à sua pequena altura. Por isso, é desejável implementar-se um método diferente que represente ainda uma precisão adequada para os efeitos nas equações de movimento e de transporte turbulento, mas com uma certa economia

em relação ao impacto computacional. O CFX aplica um método modificado que inicialmente foi desenvolvido pelo Launder e Spalding em 1974.

As propriedades do escoamento nas proximidades do solo mudam rapidamente, começando com velocidades a partir de zero no solo até as mais externas na subcamada viscosa, onde se inicia a camada de Prandtl. Os altos gradientes exigiriam uma malha muito refinada perto do solo para resolver todos esses valores, o que demandaria um esforço computacional bastante elevado.

Para reduzir este esforço computacional foram desenvolvidas funções de parede que não necessitam de cálculos dos efeitos viscosos no modelo da turbulência (Easom, 2000). Baseado nos comportamentos gerais dos escoamentos perto de uma parede (a tensão de atrito na região nas proximidades de uma parede é constante), obtém-se um perfil logarítmico da velocidade nas proximidades da parede (ANSYS, 2006):

$$U^+ = \frac{U_t}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(Y^+) \quad (9.5)$$

onde

$$Y^+ = \frac{\rho \Delta y_p U_*}{\mu} \quad (9.6)$$

e

$$U_* = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}} \quad (9.7)$$

onde U^+ é a velocidade adimensionalizada nas proximidades da parede, U_t a velocidade tangencial à parede na distância Δy_p , U_* é a velocidade de atrito, Δy_p é a distância do primeiro nó até a parede, τ_ω a tensão de atrito na parede, κ é a constante de Von Kármán e, Y^+ é a espessura adimensionalizada da subcamada viscosa. As equações acima foram definidas para paredes lisas.

O problema da equação 9.5 é que ela torna-se singular em caso de separações, pois, nestas áreas a velocidade tangente se aproxima a zero. Na região logarítmica, pode-se usar uma escala diferente da velocidade, U^* em vez de U_* (ANSYS, 2006):

$$U^* = C_{\mu}^{1/4} k_t^{1/2} \quad (9.8)$$

com a vantagem de que U^* nunca se anulará, pois em escoamentos turbulentos κ_t sempre é diferente de zero.

Baseado na equação 9.8 obtém-se para a velocidade de atrito:

$$U_* = \frac{U_t}{\frac{1}{\kappa} \ln(Y^*) + C} \quad (9.9)$$

onde

$$Y^* = \frac{\rho \Delta y_p U^*}{\mu} \quad (9.10)$$

Então, o valor absoluto para a tensão de atrito é obtido através da combinação das duas definições para as velocidades de atrito como segue:

$$\tau_w = \rho U_* U^* \quad (9.11)$$

As equações acima foram desenvolvidas para paredes lisas. Como na topografia encontram-se sempre superfícies com rugosidades, é necessário modificar-se a expressão para U^+ (ANSYS, 2006):

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{Y^*}{1 + 0,3\kappa^+} \right) + C \quad (9.12)$$

onde

C é uma constante que depende da rugosidade,

$$\kappa^+ = Y_R \frac{\rho}{\mu} U^* \quad (9.13)$$

e Y_R é a *equivalent sand grain roughness*.

Esta aproximação é chamada *scaleable wall function*. A maior desvantagem é a sua dependência em relação ao local do nó mais próximo a parede e a complexidade para a geração de malha nas proximidades de uma parede. Segundo Grotjans e Menter, 1998, refinar a malha não necessariamente aumenta a exatidão. Matematicamente, esta aproximação coincide a superfície com o limite inferior da subcamada viscosa na altura Y^* , o que é a interseção entre a distribuição logarítmica e a lei de parede com um valor máximo de 11,06 (ANSYS, 2006). Em consequência disso, nenhum valor de Y^* calculado pode ser menor do que esta camada, ou seja, todos os pontos de *grid* estão automaticamente fora da subcamada viscosa.

Deve-se notar que, segundo o manual do CFX, o limite superior para Y^+ é uma função do número de Reynolds. O exemplo dado é o de um navio com um número de Reynolds de 10^9 onde o Y^+ pode ter valores muito maiores que 1000 sem acarretar problemas nos resultados. Valores que ficam bastante acima de 1000 necessitam em um refinamento da malha na parede.

9.2.1. Primeiro Passo – Pre

O módulo *Pre* abrange todas as definições que descrevem fisicamente e temporalmente o problema a ser modelado. Isto inclui, por exemplo, o tipo de fluido, as condições ambientais, as condições de contorno, definições de inicialização, parâmetros de controle de convergência, entre outros. No caso de uma definição a ser aplicada exigir um cálculo ou uma modificação durante as iterações, é possível se incluir um programa escrito em FORTRAN ou definir-se funções ou sub-rotinas necessárias na própria linguagem do programa, o CEL - CFX *expression language*. Esta linguagem é baseada em FORTRAN, embora seja necessário considerar-se algumas particularidades na aplicação.

O CFX *Pre* permite a importação de malhas geradas em vários softwares, entre eles o ANSYS ICEM CFD que foi usado para a geração de malhas neste trabalho.

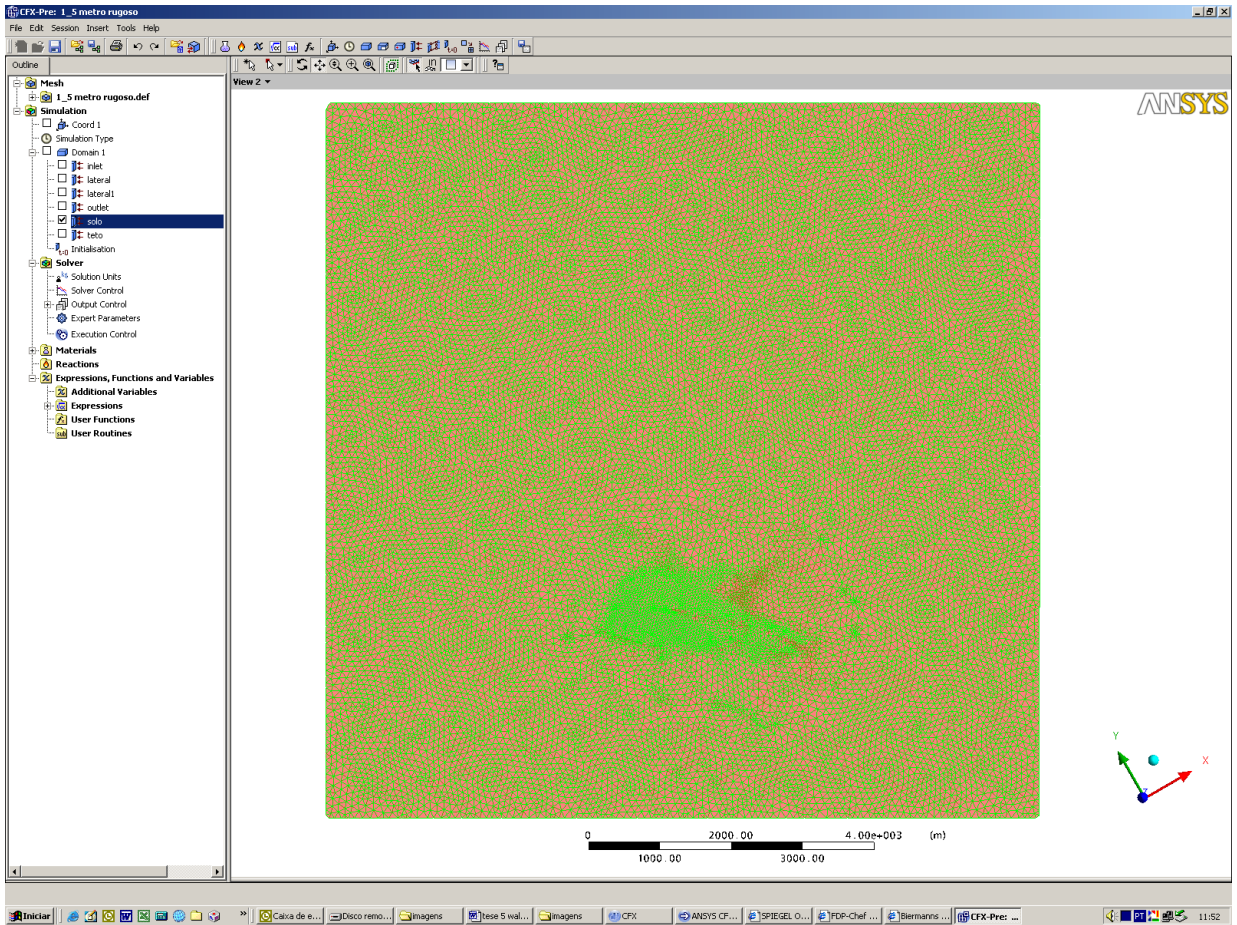


Figura 9.2: Imagem do CFX-Pre

9.2.2. Segundo Passo – Solver

ANSYS CFX usa um *Solver* acoplado que resolve as equações hidrodinâmicas para velocidades e pressões em um único sistema. Esta aproximação reduz o número de iterações requerido para se obter uma solução convergente.

O *Solver Manager* é um módulo de gerenciamento da solução do problema definido que permite, ainda durante o processamento, modificar parâmetros, como por exemplo, o valor de convergência ou o *time step control*. Visualmente, ele acompanha o processo mostrando a evolução dos resíduos por iteração. Existe ainda a possibilidade de definir pontos de controle no *Pre* que serão monitorados no *Solver*. Isto pode ajudar a avaliar a solução durante o cálculo. A figura 9.3 mostra as janelas do ANSYS CFX-*Solver Manager*.

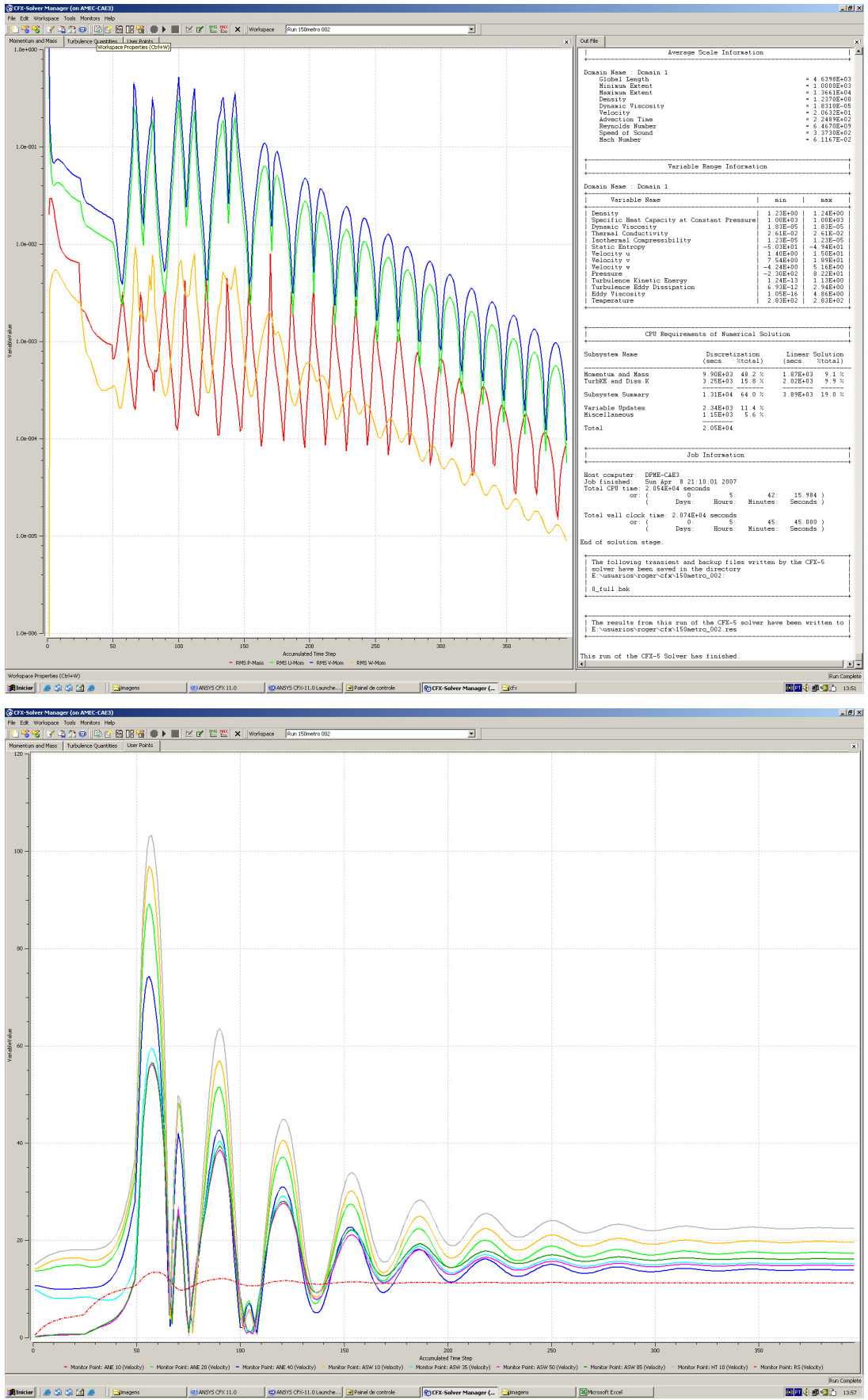


Figura 9.3: Imagens do CFX-Solver: a) evolução dos valores da convergência. b.) evolução de valores nos pontos de controle (neste caso as velocidades nos pontos de instalação das torres de medição)

9.2.3. Terceiro Passo – Post

O ANSYS CFX *Post* é um módulo para o pós-processamento gráfico da solução das simulações. Em detalhe, pode-se calcular valores de qualquer variável, pontuais, em linhas ou em superfícies dentro do domínio. A variedade de objetos gráficos como visibilidade, transparência, cor, tipo de renderização das faces, é muito grande, o que torna o *Post* uma ferramenta poderosa para a avaliação dos resultados.

10.O SET-UP NO CFX

Além dos efeitos da topografia, pôde-se ver resumidamente as condições físicas da CLA nos capítulos 3 e 4 e a quantidade de fatores que podem influenciar a distribuição de velocidades do vento. A consideração de todos esses fatores em um modelo, necessita de supercomputadores para que se possa processar o problema em tempos razoáveis. Como neste trabalho foi usado somente um *PC* comercial com um processador AMD Athlon XP 2000 com 1 GB RAM, foi necessário se aplicar algumas simplificações na modelagem:

1. Devido ao fato que as medições relevantes para este trabalho foram feitas em condições quase neutras, pode-se então negligenciar aqui os efeitos da temperatura. Em consequência disso, não é necessário considerar-se as forças de sustentação, ou seja, não existem acelerações verticais. Por isto, este trabalho não considera a equação de transporte de um escalar. Outra consequência de uma temperatura constante, é que as influências da umidade não necessitam ser consideradas. A temperatura foi definida como constante, e seu valor sendo 25 °C.
2. Como os sensores de medição foram instalados no domínio inteiro a uma altura constante de 10 metros acima do solo, a área de interesse abrange somente variações verticais iguais a altura da colina somada com a altura de medição, ou seja, de aproximadamente 130 metros no máximo. Aplicando esta altura na relação de pressão com a altura, equação 3.2, obtém-se um valor de 2000 Pa na variação de pressão barométrica, o que é negligenciável. Considerando ainda que a pressão na horizontal se mantém aproximadamente constante quando limitada a alguns quilômetros (Roedel, 2000) a variação da pressão pode ser negligenciada também na horizontal. Sendo assim, este modelo definiu uma pressão constante no domínio de uma atmosfera (1 atm).
3. A equação de um gás ideal mostra que a densidade do ar é constante se a temperatura e a pressão forem constantes.

Os inúmeros trabalhos publicados, mostram ainda que, com estas simplificações é possível chegar-se a resultados aceitáveis e são assim padrões para aplicações de modelos de turbulência na CLA com computadores de pequena capacidade de processamento.

10.1. CONDIÇÃO DE CONTORNO: ENTRADA

O perfil de vento medido na torre no ponto de referência – *Reference Site RS* – é considerado como completamente desenvolvido para as condições de rugosidade na colina de Askervein, ou seja, essas medições são predeterminadas para se definir as condições de entrada. Porém, aquela torre tinha somente 50 metros de altura. Acima desta altura, pode-se ainda considerar os resultados das medições com o *Tala Kite*, que forneceu mais quatro pontos de medição até 267 metros. Para alturas maiores que esta, aproveitam-se ainda as medições de *AirSondes*. Infelizmente, os pesquisadores tiveram problemas com a bateria de aquisição de dados no intervalo de tempo escolhido para este trabalho, ou seja, não foram fornecidos dados que pudessem ser aproveitados. Além disto, o projeto forneceu ainda uma estimativa para o vento geostrófico.

Para obter uma distribuição contínua através dos pontos de medição, é necessário se procurar o melhor ajuste. O *freeware CurveExpert* versão 1.3, é um programa desenvolvido especialmente para este tipo de problema e foi usado neste trabalho.

Em uma primeira análise dos dados, percebe-se que, após uma aplicação de um perfil logarítmico, o valor da velocidade de vento na altura de 30 metros medido com o *Tala-Skite* ficou aproximadamente 9% acima. Como esta discrepância também foi mencionada na documentação do projeto, esta medição foi desconsiderada. A tabela 10.1 mostra os valores medidos com as suas respectivas alturas. Os valores obtidos com o *Tala-Skite* já foram corrigidos com a equação 6.1.

Tabela 10.1 Medições de velocidade de vento em Askervein com sensores diferentes

Tipo de Sensor	Altura [m]	Velocidade [m/s]	Direção [°]
Copo	3	7,10	210
Copo	5	7,86	210
Copo	8	8,44	210
Sônico	10	9,11	210
Copo	15	9,35	210
Copo	24	10,19	210
Tala-Skite¹	30	11,79	188 – 194
Copo	34	10,84	210
Sônico	47	11,66	210
Copo	49	11,96	210
Tala-Skite	70	12,95	188 – 194
Tala-Skite	116	15,06	188 – 194
Tala-Skite	267	17,78	Sem medição
Estimado	1500	22,00	220

Como já mencionado no capítulo 4, o estado físico do vento depende da altura. A subcamada viscosa possui uma altura milimétrica e pode ser assim desprezada quando se definem as condições de entrada. Na camada de Prandtl, a distribuição da velocidade de vento segue uma lei logarítmica, dada pela equação 4.26 e, acima desta camada, o vento sofre a influência da força de Coriolis que resulta em uma distribuição conforme as equações da espiral de Ekman.

Os pesquisadores calcularam que a altura da camada de Prandtl é de 90 metros, ou seja, as duas últimas medições com Tala-Skite já deveriam ter sofrido uma influência causada pela rotação da terra. As informações sobre as direções de vento dado pelo projeto variam pouco, entre 188° e 194°, ou seja, aproximadamente 30° rotacionado em comparação com o vento geostrófico. Calculando-se agora este ângulo para a altura de 125 metros através da teoria, equação 4.14, encontra-se um ângulo de aproximadamente 195°. Deve-se considerar que as velocidades foram obtidas através das médias das medições com 6 *Tala-Skites* que foram distribuídas ao mesmo tempo ao redor do sítio. As direções foram medidas somente com um

¹ Medição desconsiderada, detalhes no texto

Tala-Skite, o qual foi lançado a aproximadamente 230 metros no sotavento da colina e em alturas abaixo de 125 metros, ou seja, essas medições sofreram influências da esteira.

A distribuição de velocidade de vento com a altura foi dividida em três camadas:

1. Medições da torre de referência

Aplicação de uma lei logarítmica, sendo que o melhor ajuste foi dado por:

$$U(z) = \frac{0,6692}{k} \ln\left(\frac{z}{0,047}\right) \quad (10.1)$$

Teoricamente temos um perfil com uma velocidade de atrito de 0,6692 m/s e uma rugosidade de 0,047 m, ou seja, ambos os valores estão maiores do que os fornecidos pelo projeto de Askervein (0,57 m/s para a velocidade de atrito e 0,03 m para a rugosidade).

2. Medições com *Tala-Skite*

Aplicação de uma regressão do modelo de Weibull, sendo que o melhor ajuste foi dado por:

$$U(z) = 22,44 - 16,28e^{(-0,04z^{0,62})} \quad (10.2)$$

As direções de vento obtidas com as medições de *Tala-Skites* não foram consideradas na distribuição, devido às incertezas descritas acima.

Deve-se notar que a sobreposição das duas curvas foi encontrada a uma altura de 35 metros.

3. Teoria do vento geostrófico:

$$\bar{U} = \bar{G} \cdot \left[1 - e^{-\left(z\sqrt{\frac{f_c}{2\mu_t}}\right)} \cos\left(z\sqrt{\frac{f_c}{2\mu_t}}\right) \right] \quad (10.3)$$

$$\bar{V} = \bar{G} \cdot \left[e^{-\left(z\sqrt{\frac{f_c}{2\mu_t}}\right)} \operatorname{sen}\left(z\sqrt{\frac{f_c}{2\mu_t}}\right) \right] \quad (10.4)$$

Com os seguintes valores:

$$f_c = 0,000122 \text{ 1/s} \quad \bar{G} = 22 \text{ m/s} \quad \mu_t = \frac{\left(\frac{U_*^2}{\bar{G}}\right)^2}{f_c} = \frac{\left(\frac{0,57^2}{22}\right)^2}{0,000122} = 1,79 \text{ m}^2/\text{s} \quad (10.5)$$

Observa-se aqui que as equações do vento geostrófico anulam-se na superfície. Como resultado, a curva obtida através das medições de *Tala-Skites* iguala-se ao módulo da velocidade de vento geostrófico a uma altura de 112 metros. Esse valor fica muito próximo da altura da camada de Prandtl fornecido pelos pesquisadores, o que confirma a teoria. O problema aqui é que, quando comparamos as velocidades de vento em x e em y nessa altura, verificamos uma descontinuidade de 0,71 m/s na direção x e de 4,6 m/s na direção y. Por isso, foi feita uma comparação de distribuições de vento, procurando a altura onde os valores na direção x se igualam (ver figura 10.1). Isto ocorre a uma altura de 124 metros. O vento geostrófico na direção Y muda de sentido na altura de 294 metros, ou seja, foi promovida uma alteração na altura do valor de velocidade de vento geostrófico em direção y de 170 metros. Conseqüentemente, somente a uma altura de 124 metros o vento na direção y começa ter alguma influência.

Importante mencionar que a origem do sistema de coordenadas no modelo do CFX foi colocado no ponto da torre de referência e de forma a alinhar os perfis de medição com o eixo x. Como a equação do vento geostrófico tem como referência a direção de onde vem o próprio vento geostrófico, foi necessário fazer-se ainda uma transformação de coordenadas, dada por:

$$\bar{U}_{transf} = \bar{U} \cos(\alpha) + \bar{V} \operatorname{sen}(\alpha) \quad (10.6)$$

$$\bar{V}_{transf} = -\bar{U} \operatorname{sen}(\alpha) + \bar{V} \cos(\alpha) \quad (10.7)$$

sendo α o ângulo entre o vento geostrófico e o vento na superfície, ou seja, neste caso 10° .

Na figura 10.1 estão todas as distribuições de velocidades de vento retratadas.

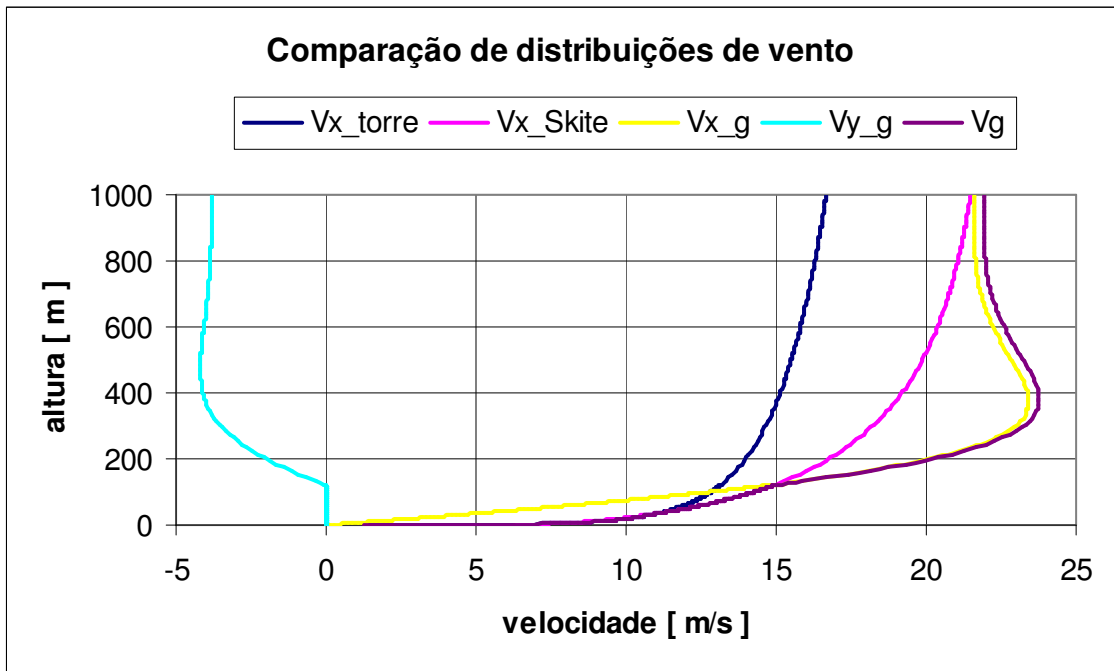


Figura 10.1 Comparação de distribuições de vento.

O primeiro índice da legenda representa a direção de vento e o segundo a sua origem. O sinal negativo na distribuição de vento Vy_g vem da sua orientação, ou seja, a resultante do vetor Vg_y está se opondo ao sentido crescente do eixo y .

A grande desvantagem na aplicação de três equações diferentes são os pontos de interligação entre as curvas, ou seja, nestes pontos a condição de entrada fica com derivada descontínua. Além disso, os valores nas alturas maiores medidos com o *Tala Skyte* ficaram aproximadamente 20% abaixo dos valores obtidos através da teoria do vento geostrófico.

Para a condição de entrada, pode ser encontrada na literatura, em trabalhos similares (Stangroom 2004, Vector 1999, etc.), aplicada a lei logarítmica padronizada ou modificada considerando ligeiras instabilidades da atmosfera. Esses trabalhos consideram também a influência da força de Coriolis negligenciável, ou seja, a lei logarítmica vale até alturas de 1000 metros, ou a partir de uma certa altura o vento está sendo considerado constante.

Como não foi possível verificar as distribuições de velocidades através das medições com os *AIRsonde Profiles*, devido aos problemas descritos no capítulo 6.2.5. e também ao fato de que a velocidade de vento geostrófico foi somente estimada, também desconsiderou-se as influências das forças de Coriolis. Assim, aplicou-se o ajuste obtido através das medições da torre de referência RS:

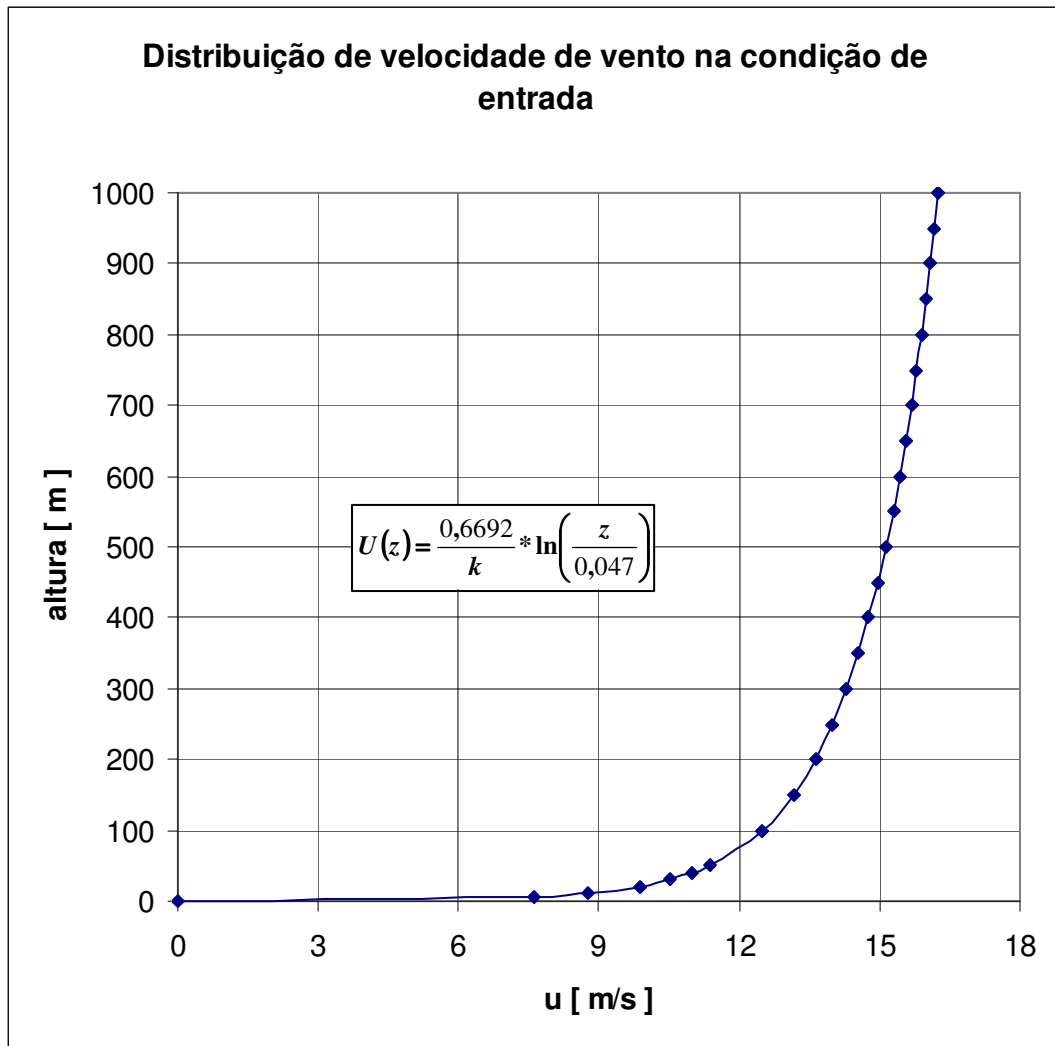


Figura 10.2 Distribuição de velocidade de vento na condição de entrada.

Para a condição de turbulência foi escolhida a opção média de 5% (equação 2.10).

10.2. CONDIÇÃO DE CONTORNO: TETO

A altura do domínio foi definida como 1000 metros e pode-se considerar que as perturbações causadas pela colina não têm mais influência e que a velocidade de vento é uniforme na horizontal e nula na vertical. Por isso, foi aplicado como condição de contorno o valor de velocidade de vento de 16,27 m/s, calculado através da equação 10.1 para uma altura de 1000 metros. Não obstante, a condição neste limite do domínio foi deixado em aberto o que significa que o modelo aceita, nas iterações, cálculos de ventos saindo e/ou reentrando no domínio, ou seja, ventos na vertical.

Para a condição da turbulência foi escolhida a opção média de 5% (equação 2.10).

10.3. CONDIÇÃO DE CONTORNO: LATERAL

Com as suas dimensões horizontais de 10 km por 10 km, o domínio é suficientemente grande para se poder considerar que não há nenhuma influência do escoamento sobre a colina no escoamento nas laterais. Como não há mais informações disponíveis, optou-se para a equação de movimento linear a condição *Static Pressure for Entrainment*, que significa que o valor da pressão é considerado estática e igual em ambos os lados da parede; e, sendo que, a direção do escoamento é obtida pela imposição do gradiente perpendicular de velocidade a se anular no contorno lateral.

Para a condição de turbulência foi escolhida a opção média de 5% (equação 2.10).

10.4. CONDIÇÃO DE CONTORNO: SAÍDA

Nos documentos de Askervein, foi mencionado que, atrás da colina ocorreu um descolamento do escoamento. Esta separação das linhas de corrente foi também descoberto nos vários trabalhos publicados que realizaram simulações parecidas. Entretanto em nenhum dos casos foi mencionado onde o escoamento se re-allocou. Essa informação seria importante para as condições de contorno na saída, devido ao fato que em áreas de descolamentos as direções de vento são isotrópicas. Nas primeiras tentativas a saída foi definida como *outlet*, o que não permite nenhuma reentrada do escoamento no contorno. Entretanto nas iterações ocorreram reentradas e, nestes casos, o CFX constrói automaticamente uma parede nestes lugares para não permitir que isto aconteça. Em conseqüência, as iterações não convergiram ou forneceram resultados não aceitáveis. A causa disto não foi pesquisada, mas o problema desapareceu após ter sido definido o tipo de contorno como *opening*. Como não há mais informações disponíveis, optou-se aqui também pela equação de movimento linear à condição *Static Pressure for Entrainment*.

Para a condição de turbulência foi escolhida a opção média de 5% (equação 2.10).

10.5. CONDIÇÃO DE CONTORNO: SOLO

Toda a teoria do CFX para a modelagem do escoamento perto de paredes está descrita na seção 9.2. Assim, o único parâmetro a ser aplicado aqui é a rugosidade.

A rugosidade, determinada experimentalmente para tubos por Nikuradse, em 1933, e mais tarde em um túnel de água por Schlichting, em 1936, é um fator importante na definição de

contorno para o solo, embora a sua determinação seja altamente complexa. Neste caso, a condição de contorno na entrada é um perfil logarítmico determinado através das medições de velocidades de vento, sendo que a altura dos sensores tem uma influência nos resultados de valores calculados para U^* . A rugosidade pode ser dada por uma função de altura de medição, uma vez que o vento leva a informação do relevo e da rugosidade da trajetória que ele percorreu. Quanto maior a altura de medição maior será a área – rugosidade e relevo – a ter influência sobre o escoamento.

A rugosidade é dada em metros, mas, o seu módulo não representa a altura média do solo rugoso. O valor representa a altura acima do solo onde a velocidade média do vento é nula. Baseando-se nisso, o Atlas Eólico Europeu dividiu o comprimento em classes de rugosidade, como segue:

Tabela 10.2 Classes e Comprimentos da Rugosidade segundo Atlas Eólico Europeu

Classes e Comprimentos de Rugosidade			
Classe	Comprimento (Z_0) [m]	Índice de Energia [%]	Tipo do Terreno
0	0,0002	100	Água
0,5	0,0024	73	Terreno aberto com superfícies lisas como, por exemplo, concreto, grama cortada etc.
1	0,03	52	Terreno aberto de uso agrícola sem cercas e sebes, potencialmente com algumas casas distribuídas. Morros pouco íngremes.
1,5	0,055	45	Terreno de uso agrícola com casas e sebes de altura de 8 metros a uma distância de aproximadamente 1250 metros.
2	0,1	39	Terreno de uso agrícola com casas e sebes de altura de 8 metros a uma distância de aproximadamente 500 metros.
2,5	0,2	31	Terreno de uso agrícola com muitas casas, arbustos e plantas ou sebes com uma altura de 8 metros a uma distância de aproximadamente 250 metros.
3	0,4	24	Aldeias, cidades pequenas, terreno de uso agrícola com muitas ou altas sebes, florestas, terreno rugoso e relevo.
3,5	0,8	18	Cidades grandes com prédios altos. Florestas.
4	1,6	13	Cidades grandes com prédios altos e arranha-céus.

Segundo os trabalhos já mencionados o valor da rugosidade depende da altura, como também da forma das irregularidades no contorno. Conseqüentemente, o valor não pode ser aplicado em uma teoria determinística, pois, para se fazer esta avaliação necessitam-se estruturas homogêneas. Por isso, Schlichting definiu a grandeza *equivalent sandgrain*

roughness (Y_R), que como o nome já associa, tenta encontrar uma relação entre a rugosidade e uma rugosidade artificial causado pelos grãos de areia com grandezas mais definidas.

Hoje em dia, existem inúmeras re-avaliações sobre este valor, um resumo se encontra em Coleman et al., 1984.

Como já mencionado no capítulo 9.2, o CFX trabalha também com o valor Y_R recomendando a seguinte correlação de rugosidade:

$$Y_R = 30 \times z_0 \quad (10.8)$$

Os pesquisadores avaliaram o terreno de Askervein com uma rugosidade entre 0,01 e 0,05 metros e aplicando a equação 10.8 obteve-se um Y_R entre 0,3 e 1,5 metros.

O CFX foi desenvolvido para a indústria onde se trabalha com superfícies com rugosidades pequenas e onde a equação 10.8 pode ser adequada, mas, para a rugosidade de um terreno, o valor parece grande demais. Por isso, este trabalho segue a recomendação em Stangroom, 2004, que faz referência a um trabalho de Brutsaert (1982), onde a rugosidade é definida como um valor mais equivalente de uma altura média das desuniformidades do solo, ou seja, definido por:

$$Y_R = 7,5 \times z_0 \quad (10.9)$$

Os pesquisadores forneceram junto com os dados de medição um arquivo com valores de rugosidade com uma resolução de 18,98 x 18,35 metros. Como os pesos dos arquivos já estão no limite de processamento de um computador convencional, este trabalho segue a recomendação de aplicar um valor médio de rugosidade de 0,03 metros (Walmsley e Taylor, 1996). Em consequência, superfícies como praias, mares ou rochas foram ignorados.

Como resultado, foi aplicado um Y_R igual a 0,225 metros.

11.RESULTADOS

Os resultados foram analisados em relação aos parâmetros da velocidade, da pressão e os da turbulência; da viscosidade turbulenta, da energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação, respectivamente. Utilizando as condições de contorno descritas anteriormente (seção 10.2 a 10.4), em um primeiro passo, compararam-se os resultados obtidos com as três malhas diferentes. A figura 11.1, abaixo, mostra os resultados obtidos para a distribuição de velocidade de vento com a altura no ponto HT da colina.

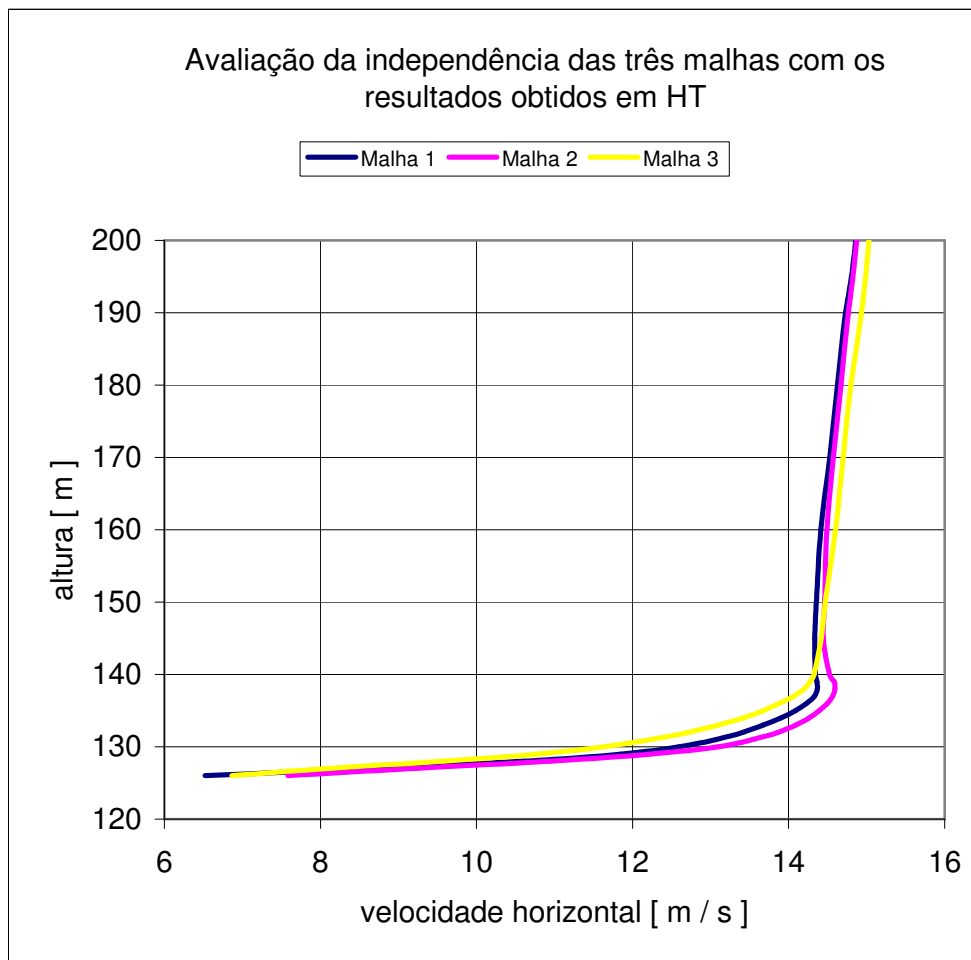


Figura 11.1 Avaliação da independência das malhas

Os resultados obtidos com a malha 2 foram mais próximos das medições no HT e, por este motivo, ela foi tomada como a malha de referência. Isso foi um resultado surpreendente, pois esperava-se que a malha 1 proporcionasse maior exatidão devido à menor espessura dos elementos junto ao solo. Contrariamente a isto, esperava-se uma menor precisão na malha 3,

pois esta não possui nenhum refinamento perto do solo. Quando comparadas com a malha 2, no ponto HT, verificam-se pequenas diferenças, para malha 1 de 2,2% e para a malha 3 de 4,1%.

Segundo Ferziger (2002), não é sempre que o refinamento de malhas fornece resultados melhores. Para verificar isso, fez-se mais uma malha com 30 camadas de elementos de volumes prismáticos, a título de comparação, com alturas de 0,5 metros cada e onde se constatou a veracidade da afirmação anterior. Dessa maneira, acredita-se que a causa principal desse problema é a influência da qualidade de malha.

11.1. SPEED-UPS

As figuras 11.2 a 11.4 comparam os *speed ups* das velocidades do vento a uma altura de 10 metros, medidos no projeto de Askervein, com os calculados pelo modelo no CFX e os obtidos por Leroy em 1999 com o *software* WindSim – *Windturbine Simulation Package* - da empresa WindSim AS. Este *software* foi desenvolvido especialmente para ser aplicado em terrenos complexos e é baseado nas RANS, resolvendo as equações de transporte para massa, movimento e energia. O modelo de fechamento deste *software* baseia-se também na idéia de Boussinesq, embora com definições diferentes para a produção da energia cinética turbulenta e a dissipação turbulenta, respectivamente. Dessa maneira, o WindSim é uma ótima possibilidade para se comparar os resultados.

As distâncias nas distribuições de torres de medição nas linhas A-A e B-B fazem referência ao ponto HT no topo da colina enquanto a linha AA-AA se refere ao ponto CP.

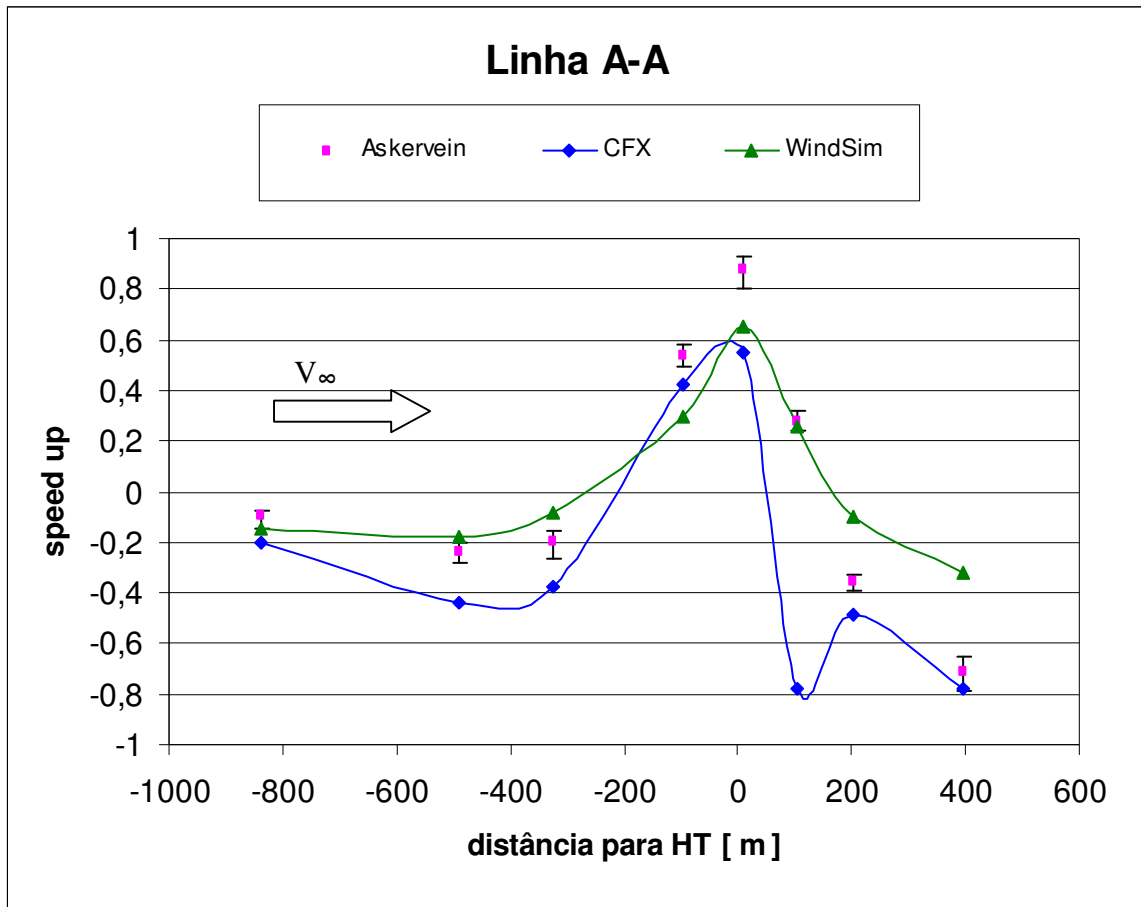


Figura 11.2 Speed-up para a linha A-A

A distribuição da velocidade de vento na linha A-A ficou, em todos os pontos, com valores abaixo das medições. Em especial, os dois pontos a uma distância de aproximadamente 400 metros a frente da colina resultaram em discrepâncias não aceitáveis. A aceleração a seguir foi muito bem simulada e também a velocidade máxima em HT ficou com uma pequena diferença de 0,32 m/s abaixo dos valores das medições. Este é um valor aceitável quando se fazem comparações com outros trabalhos aplicados em Askervein, com malhas relativamente grosseiras para este tipo de problema, como se vê na simulação de Leroy com WindSim, mas, também, Stangroom, 2004 e Beljaars, 1987. Atrás da colina, a velocidade do vento praticamente se anulou o que significa que se encontra aqui uma separação total de linhas de corrente. Segundo a documentação de Askervein, isto realmente acontece naquela área, entretanto, os ventos medidos ficaram com velocidades ainda muito mais altas. A partir de 200 metros, atrás da colina, o modelo apresentou resultados mais próximos das medições, ou seja, pode-se concluir que houve um realocamento do escoamento nesta área, e este fenômeno foi bem simulado pelo modelo.

A principal diferença na comparação da simulação do CFX com a do WindSim, é que os valores fornecidos pela simulação no CFX ficaram abaixo das medições, enquanto que os do WindSim ficaram acima.

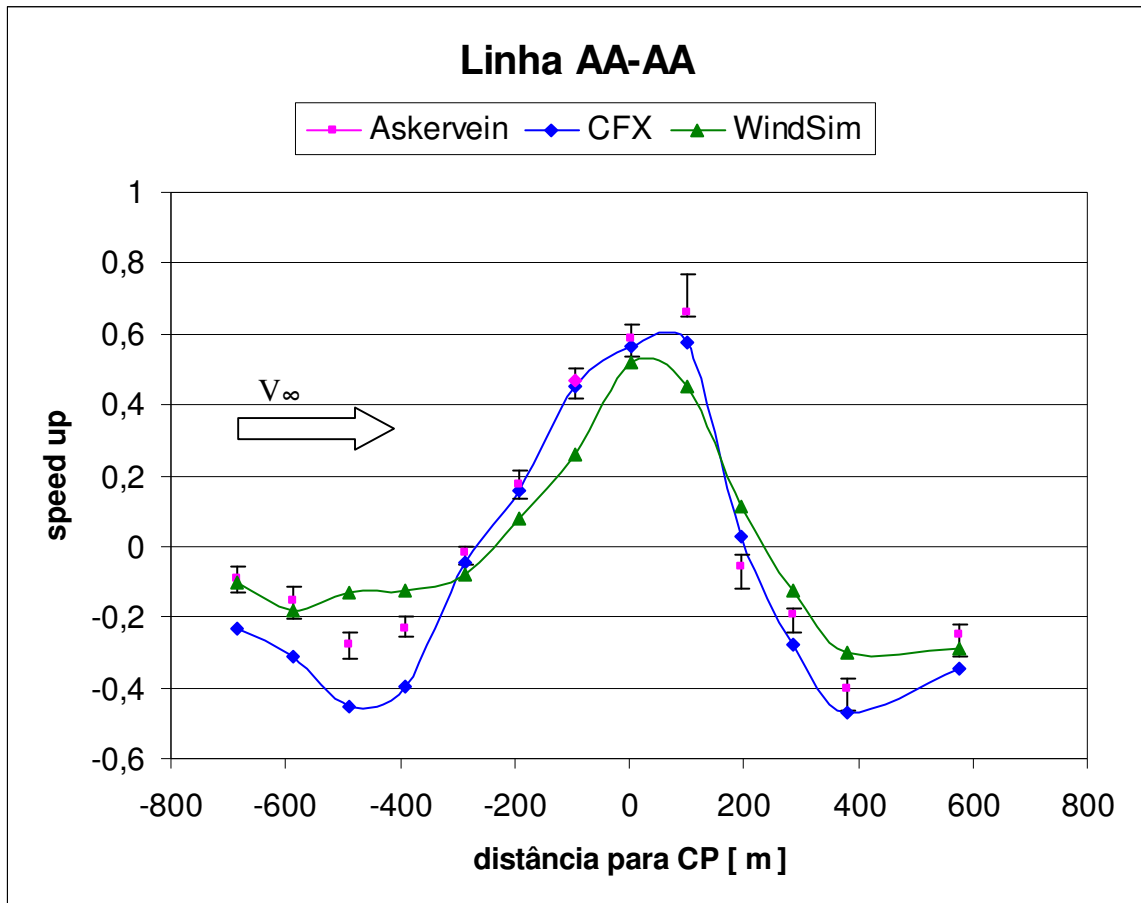


Figura 11.3 Speed-up para a linha AA-AA

Também na linha AA-AA, encontrou-se, na área à frente da colina, valores de velocidades bastante abaixo das medições, embora a desaceleração do vento tenha sido bem simulada. O modelo de WindSim simulou com grande exatidão esta área, mas a aceleração na subida da colina começou antecipada. Em comparação, o CFX simulou as velocidades dentro das tolerâncias das medições. O *speed up* no topo desta área da colina, o ponto CP, ficou com um valor de 0,9 abaixo das medições, que é uma diferença pequena considerando as condições do modelo aplicado. Todos os valores de medição no sotavento foram bem simulados.

As diferenças entre os valores na parte posterior à colina, em comparação com os obtidos na linha A-A, podem-se explicar pela inclinação da mesma. As alturas são praticamente iguais, mas, em direção a CP, a inclinação começa já em uma distância de aproximadamente 500 metros do topo, enquanto em direção a HT, essa distância é de aproximadamente 300 metros.

Isto significa que temos uma inclinação de aproximadamente de 23°, para HT e, 14° para CP. Segundo Bowen e Mortensen, o ângulo crítico para que um terreno seja considerado complexo é de 18°, ou seja, o modelo no CFX confirma assim as peculiaridades de um escoamento em áreas complexas. Isto pode-se verificar também observando os resultados da linha B-B que representa os pontos de medição ao longo da cumeeada. Nas proximidades do ponto HT, encontram-se resultados bastante abaixo das medições, enquanto no ponto CP (aproximadamente 400 metros distante do ponto HT), os *speed ups* estão praticamente dentro das margens de tolerância.

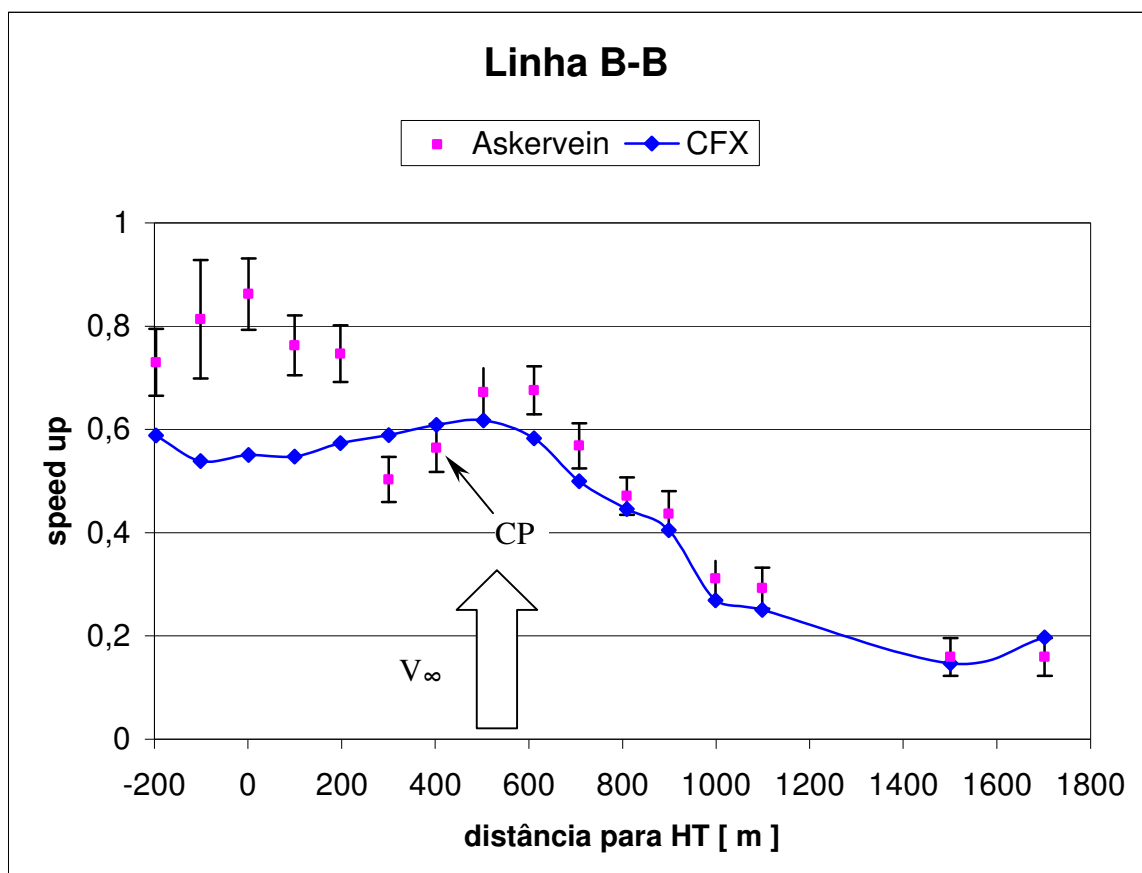


Figura 11.4 Speed-up para a linha B-B

Para entender melhor o escoamento ao redor da colina, foi necessário saber ainda como é a distribuição dos seus parâmetros característicos. Por isso, foi definida uma superfície imaginária que corta o domínio inteiro a uma altura de 10 metros acima do solo. Como resultado, obteve-se um *offset* do solo na altura onde foram feitas as medições no projeto de Askervein. Na sequência o *software* CFX-Pos permite a aplicação de parâmetros quaisquer a esta superfície. A figura 11.5 mostra o resultado para o vento horizontal e a pressão estática.

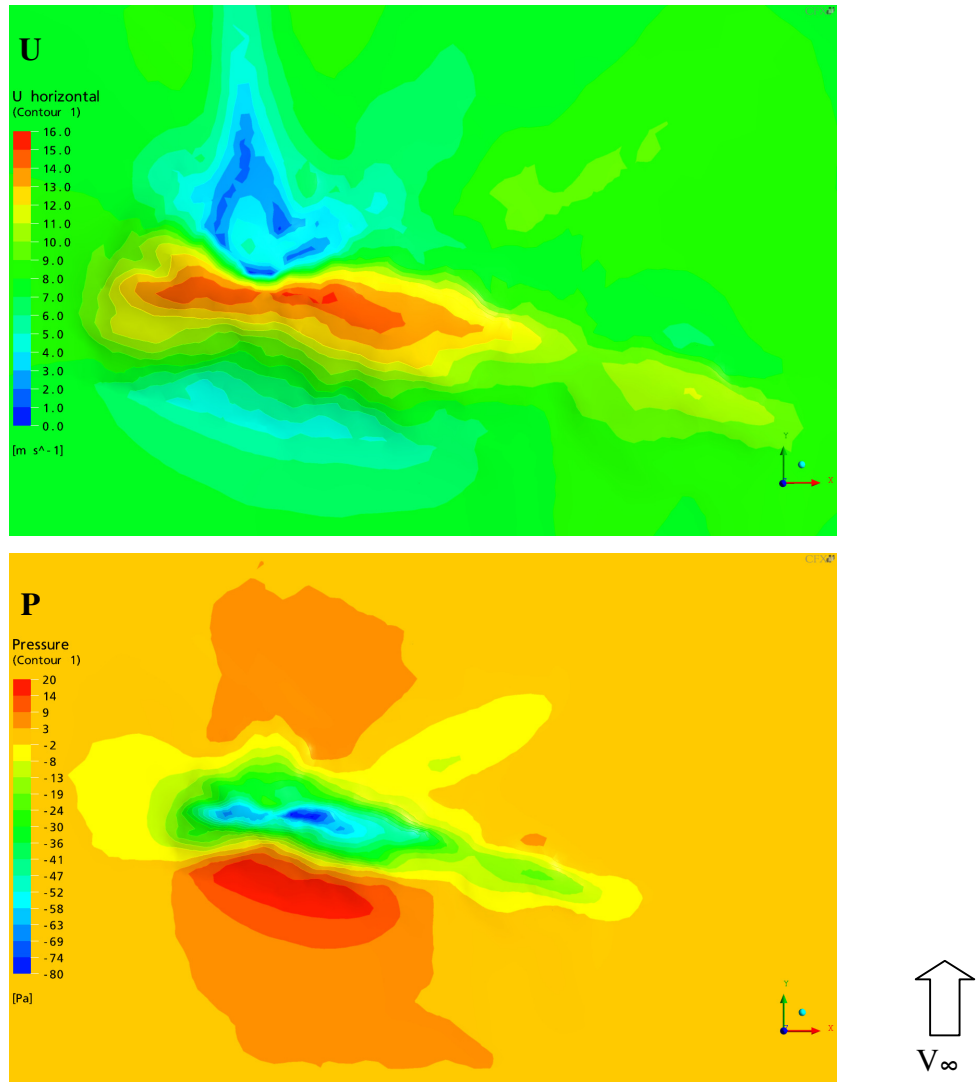


Figura 11.5 Distribuição de velocidade horizontal de vento (acima) e da pressão² (abaixo) em uma altura de 10 metros acima do solo

As imagens definem melhor as áreas onde o escoamento sofreu influências da colina. No barlavento, de forma elíptica, pode-se observar onde o vento desacelerou devido ao obstáculo que teve pela frente. A velocidade de vento horizontal diminuiu até aproximadamente 5 m/s, com um aumento da pressão de até 20 Pa. As acelerações subindo a colina, com as velocidades máximas no topo, foram muito bem detectadas em toda a área. Atrás da colina, encontra-se uma área muito grande com velocidades de vento horizontais diminuídas, entre 0 m/s e 4 m/s na linha A-A. Ao lado, ou seja, na linha AA-AA, isto não ocorreu, o que confirma as

² Na aplicação do modelo κ - ϵ , as flutuações turbulentas acrescentam um termo para a pressão. O CFX o considera da seguinte forma:

$$p' = p_{stat} + \frac{2}{3} \rho \kappa_t \quad (11.1)$$

considerações anteriores sobre a problemática de separações em áreas consideradas como complexas.

A figura 11.5 mostra ainda, que, o tamanho do domínio foi bem escolhido, ou seja, foi suficientemente grande. Nas margens, não se pôde detectar mais nenhuma influência significativa nas velocidades de vento causada pela colina.

O mapa de vetores de velocidades de vento na figura 11.6, mostra melhor o que realmente ocorreu. Trata-se de uma vista oposta da colina onde se vê uma separação completa do escoamento. É praticamente um vórtice com baixas velocidades no seu olho. O *vector plot* mostra também que as velocidades de vento no meio da colina estão ainda sendo influenciadas pelo escoamento na sua lateral, ou seja, pode-se considerar que o escoamento no modelo é fortemente tridimensional.

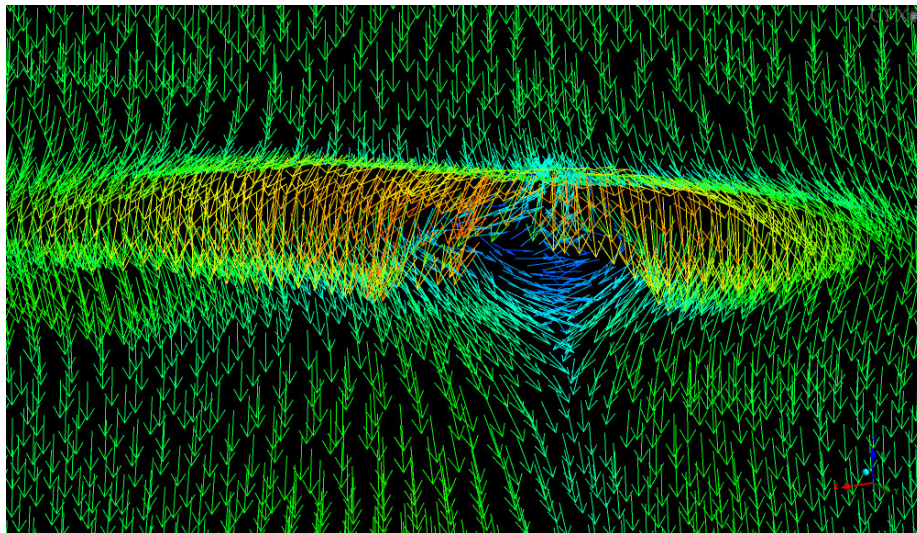


Figura 11.6 Vector plot das velocidades de vento pela vista oposta da colina

No capítulo 5, foi resumido o princípio das escalas da turbulência e sua aplicação no modelo κ - ϵ . Sendo assim, os três valores que representam as flutuações turbulentas no escoamento – a viscosidade turbulenta, a energia cinética turbulenta e a dissipação turbulenta – são de grande importância. Por isso, e para entender melhor as suas influências no escoamento, foram feitas ainda três imagens que mostram as distribuições desses valores. Os resultados podem ser observados na figura 11.7:

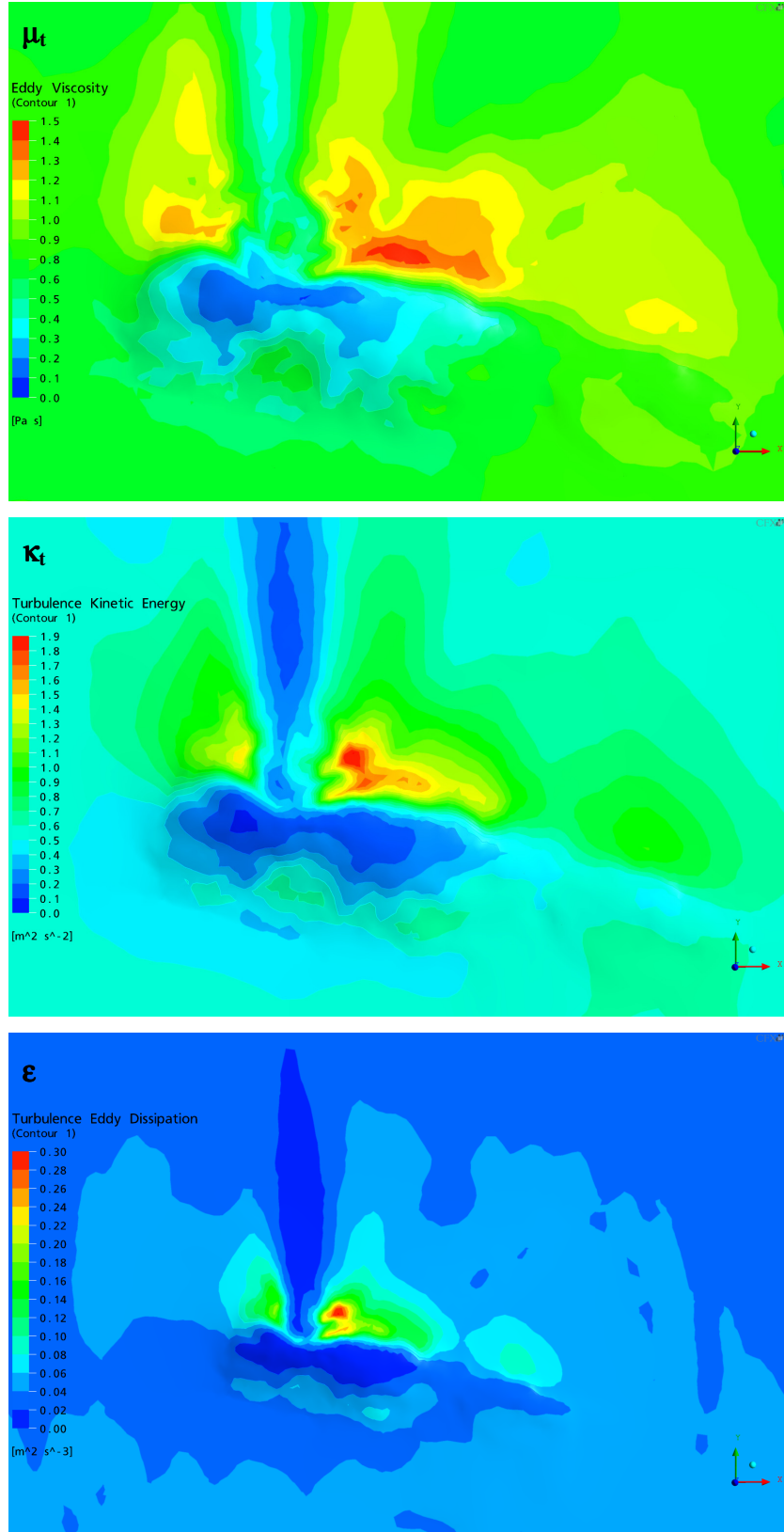


Figura 11.7 Distribuição de viscosidade turbulenta (acima), da energia cinética turbulenta (no meio) e a dissipação turbulenta (abaixo) a uma altura de 10 metros acima do solo

No barlavento, a razão entre a produção da energia turbulenta e sua dissipação, se mantém praticamente equilibrada, o que resulta em uma distribuição constante da viscosidade turbulenta nesta área.

Na subida, os dois parâmetros diminuem constantemente e praticamente anulam-se chegando no topo da colina. Em consequência disto, encontram-se aqui também valores pequenos para a viscosidade turbulenta. Como o gradiente negativo do κ_t (energia cinética turbulenta) é maior do que este da ε (dissipação turbulenta), conclui-se que a diminuição da μ_t (viscosidade turbulenta) é causada pela produção da energia turbulenta reduzida.

As distribuições no sotavento podem ser divididas em uma área complexa e uma não complexa. Na linha AA-AA, ou seja, em uma área não complexa, a viscosidade turbulenta foi duplicada em comparação com áreas mais distantes da colina, especialmente causado pelo aumento do κ_t . Pode-se observar ainda que, a uma distância de um quilometro atrás da colina, a turbulência tem valores aumentados, significando que mesmo naquela distância, o escoamento está sendo influenciado pela variação do relevo. Na linha A-A, ou seja, em uma área complexa, os valores de κ_t e de ε tendem a zero, resultando em uma viscosidade turbulenta ligeiramente menor nesta área.

Ainda interessante para avaliar os resultados nos pontos da separação da linha A-A, são as distribuições dos parâmetros com a altura, como mostrado na figura 11.8 (ponto ANE 10, altura 108 metros):

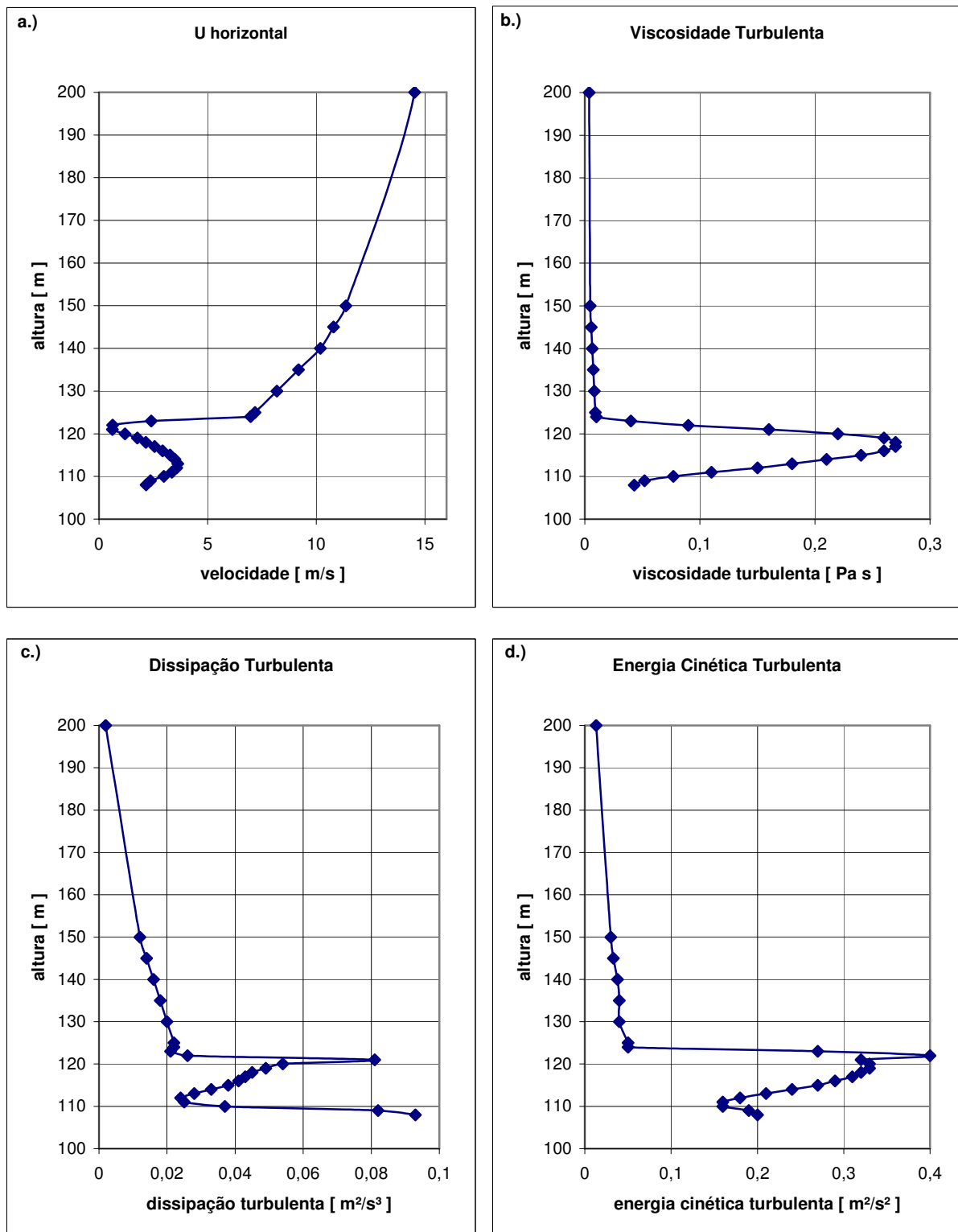


Figura 11.8 Distribuição da velocidade horizontal (a), da viscosidade turbulenta (b), da dissipação turbulenta (c) e da energia cinética turbulenta (d) com a altura no ponto ANE 10

Partindo do solo, a velocidade do vento começa a subir até uma altura de 5 metros acima do solo de 0 m/s até 3,6 m/s, diminuindo depois até uma altura de 15 metros com uma velocidade constante de 0,7 m/s, seguido por uma aceleração até as velocidades que não sofrem mais influências causadas pela separação. Assim, a influência da separação alcança até uma altura de 123 metros, o que significa que, neste ponto o vórtice possui um diâmetro externo de 15 metros e um diâmetro interno de 8 metros. A aceleração do vento nas proximidades do solo pode ser explicada pelas velocidades rotacionais do vórtice (também visível na figura 11.6).

No olho do vórtice, os parâmetros da turbulência aumentam, como se espera em uma área de separação onde as flutuações turbulentas aumentam, e, acima dele, a influência da turbulência diminui progressivamente devido a sua maior distância do solo.

Através das imagens acima, foi possível de esclarecer bem os resultados que o modelo de turbulência RNG κ - ϵ fornece na sua aplicação na colina de Askervein. Com a exceção de uma área atrás da colina, todos os valores de velocidade de vento foram bem simulados. Porém, os próprios valores da turbulência não combinam com os que se encontra realmente na CLA. Isso pode ser avaliado comparando-se os valores obtidos pelo modelo com os valores fornecidos pelos pesquisadores de Askervein (ver tabela 11.1):

Tabela 11.1 Valores da turbulência no RS

RS	IT_u	IT_v	IT_w	σ_u [m/s]	σ_v [m/s]	σ_w [m/s]	κ_t [m ² /s ²]
Hélice 10 m	0,143	0,082	0,048	1,223	0,704	0,413	1,080957
Sônico 10 m	0,154	0,106	0,09	1,409	0,965	0,826	1,799391
Sônico 47 m	0,1	0,068	0,06	1,166	0,796	0,71	1,248636

Somente dois valores, medidos nas alturas 10 metros e 47 metros, e observando na tabela 11.1, não são suficientes para se definir uma distribuição com a altura, podendo, assim, somente serem utilizados como uma referência. Na documentação, não foi encontrado nenhum esclarecimento que pudesse explicar a diferença da energia cinética turbulenta, κ_t , nas medições com sensor de hélice e com o sônico na altura de 10 metros.

Em visto disso, procurou-se outro caminho para a aplicação de valores mais próximos da realidade na condição de contorno na entrada do domínio.

Segundo O'Brian (1970), em atmosferas neutras, a distribuição da viscosidade turbulenta com a altura é uma função das alturas de camadas de Prandtl e Ekman, da velocidade de atrito, da velocidade do vento geostrófico e da constante de Coriolis.

$$\mu_t(z) = \mu_{t_{Ekman}} + \left(\frac{h_e - z}{h_{Ekman} - h_{Prandtl}} \right)^2 \times \left(\mu_{t_{Prandtl}} - \mu_{t_{Ekman}} + (z - h_p) \cdot \kappa \cdot U_* + 2 \cdot \left(\frac{\mu_{t_{Prandtl}} - \mu_{t_{Ekman}}}{h_{Ekman} - h_{Prandtl}} \right) \right) \quad (11.2)$$

Onde

$$\mu_{t_{Ekman}} = \frac{U_*^4}{f_c \cdot G^2} \quad (11.3)$$

$$\mu_{t_{Prandtl}} = \kappa \cdot U_* \cdot h_{Prandtl} \quad (11.4)$$

$$h_{Ekman} = 0,25 \cdot f_c \cdot U_* \quad \text{Blackadar e Tennekes, 1968} \quad (11.5)$$

$$h_{Prandtl} = 90 \text{ metros} \quad \text{Documentação Askervein} \quad (11.6)$$

Aplicando estes valores fornecidos pelos pesquisadores em Askervein, pode-se obter uma distribuição que, ao menos aproximadamente, representa a realidade (ver figura 11.9).

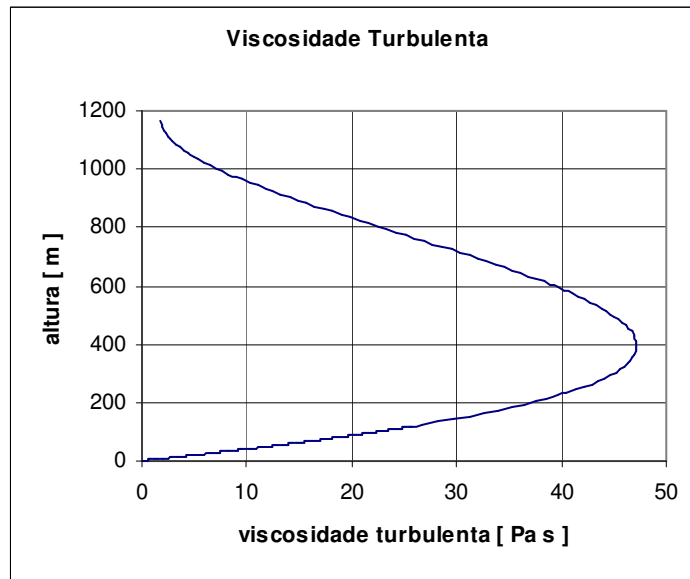


Figura 11.9 Distribuição teórica da viscosidade turbulenta em Askervein segundo O'Brian (1970)

Até uma altura de 400 metros a viscosidade turbulenta, μ_t , aumenta até o seu valor máximo de aproximadamente 47 Pa s, convergindo depois para um valor de aproximadamente 2 Pa s acima da camada de Ekman. Comparando esses valores com os do modelo, encontram-se diferenças de um fator 150 nos extremos.

A dissipação turbulenta, ε , na camada de Prandtl, em condições quase neutras, é dada por:

$$\varepsilon = \frac{U_*^3}{\kappa \cdot z} \left(1 + 0,5 \cdot \left(\frac{z}{L} \right)^{2/3} \right)^{3/2} \quad \text{Stull, 1988} \quad (11.7)$$

onde L é o comprimento de Monin-Obukhov, que pode ser aproximado através do número de Richardson fornecido pelo projeto para a altura de 10 metros:

$$L = \frac{3}{4} z \cdot Ri = \frac{3}{4} \cdot 10 \text{ m} \cdot (-0,0074) \approx -1013,5 \text{ m} \quad \text{Roedel, 2000} \quad (11.8)$$

A equação 11.8 é somente uma aproximação, mas, através da definição de comprimento de Monin-Obukhov, pode-se concluir que esse comprimento, L, é praticamente constante na altura da camada de Prandtl, porque é uma função de parâmetros que variam pouco com a altura (Roedel, 2000). Em consequência disso, foi mantido L constante neste trabalho.

A figura 11.10 mostra a distribuição da dissipação turbulenta com estes valores:

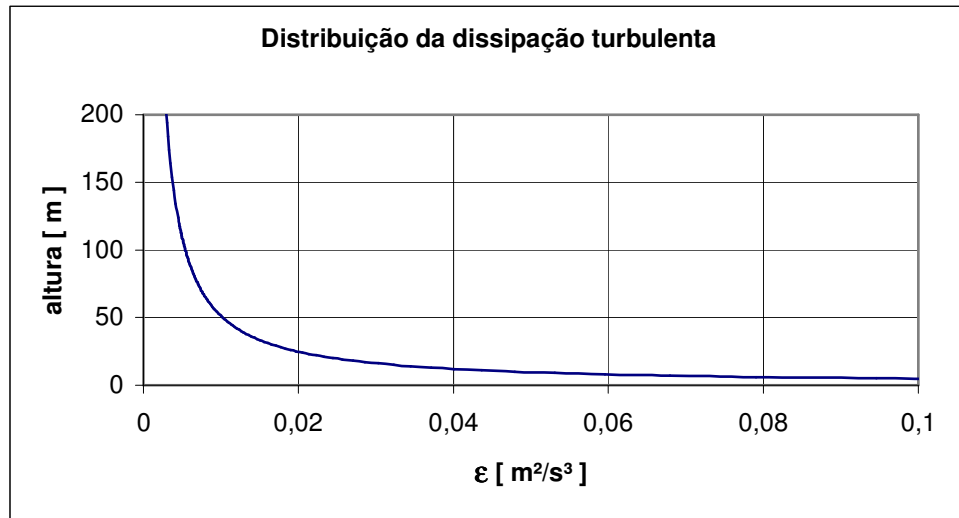


Figura 11.10 Distribuição da dissipação turbulenta com as condições de Askervein

A distribuição da viscosidade turbulenta é válida na CLA inteira, enquanto a distribuição da dissipação turbulenta é somente válida na camada de Prandtl. Para este parâmetro não foram encontradas definições para alturas maiores. Em outras publicações foram aplicadas distribuições parecidas onde a dissipação turbulenta tende a zero para alturas elevadas (Beljaars, A.C. et.al., 1987; Leroy, 1999). Como os valores da dissipação na equação 11.7 aproximam-se também assintoticamente a zero em alturas acima da camada de Prandtl, ela foi aplicada para a CLA inteira.

Agora, pode-se calcular a energia cinética turbulenta, κ_t , para a condição de entrada, como segue:

$$\kappa_t = \sqrt{\frac{\mu_t \cdot \varepsilon}{C_\mu}} \quad \text{Leroy, 1999} \quad (11.9)$$

O valor obtido através da teoria, na altura de 10 metros, ficou aproximadamente 5% acima da medição com o sensor de hélice e 67% abaixo da medição com o sônico. Na altura de 47 metros, a energia cinética turbulenta, κ_t , teórica ficou aproximadamente 7% abaixo da medição com o sônico.

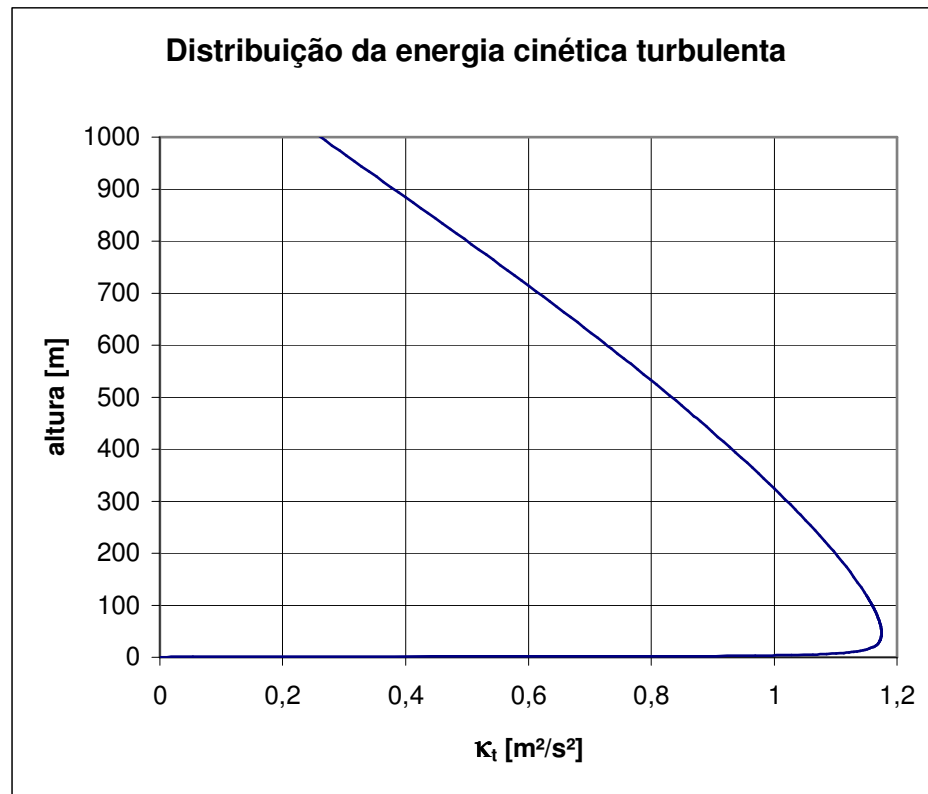


Figura 11.11 Distribuição da energia cinética turbulenta

O próprio modelo permite ainda uma adaptação do valor de viscosidade turbulenta, μ_t , através do fator C_μ , como se vê na equação 5.6. Leroy, 1999, por exemplo, encontrou melhores resultados para o seu modelo com um valor de $C_\mu = 0,0324$. Nas condições de entrada ele ainda aplicou uma distribuição modificada para a energia cinética turbulenta, κ_t e a dissipação turbulenta, ϵ , que resultou no seu modelo em valores elevados para a viscosidade turbulenta, μ_t . Embora, esses valores ficassem, nos primeiros 50 metros, ainda mais altos e acima desse altura em valores mais baixos do que os da teoria do O'Brian.

Neste trabalho procurou-se um caminho diferente para ajustar os resultados, o qual é descrito no capítulo seguinte.

11.2. SPEED-UPS COM CONDIÇÕES DE CONTORNO MODIFICADAS

Os modelos de turbulência possuem parâmetros que podem ser aproveitados como “parafusos” para ajustar o modelo ao problema onde eles são aplicados. Existem inúmeras possibilidades como, por exemplo, a variação do valor C_μ . Este trabalho manteve o valor padrão para o fator C_μ (0,085). Entretanto, como se descobriu que os parâmetros da turbulência

resultaram, nas primeiras iterações, em valores pequenos demais em comparação com a realidade (e também dos valores adaptados em trabalhos similares) decidiu-se em aplicar ainda, nas condições de contorno na entrada, uma distribuição como aquele previsto pela teoria.

Segundo O'Brian, é necessário ter-se informações sobre as condições da CLA, em particular, sobre a estratificação, a velocidade de atrito e as alturas de camadas de Prandtl e Ekman. Para as condições em Askervein, esses valores são aproximadamente conhecidos, entretanto, pensando-se em uma futura aplicação deste modelo em um sítio qualquer, estes valores não estarão disponíveis. Ainda assim, optou-se por aplicar esta definição na condição de contorno, especialmente para se poder entender a influência geral destes parâmetros ao modelo. Somente com estes conhecimentos, será possível otimizar as condições de contorno em uma forma mais geral.

Concluindo, variou-se em iterações diferentes a viscosidade turbulenta na condição de contorno segundo distribuição de O'Brian, com fatores entre 10% até 100%, para procurar os melhores resultados. A figura 11.12 mostra a comparação de distribuições de viscosidades turbulentas aplicadas na condição de contorno.

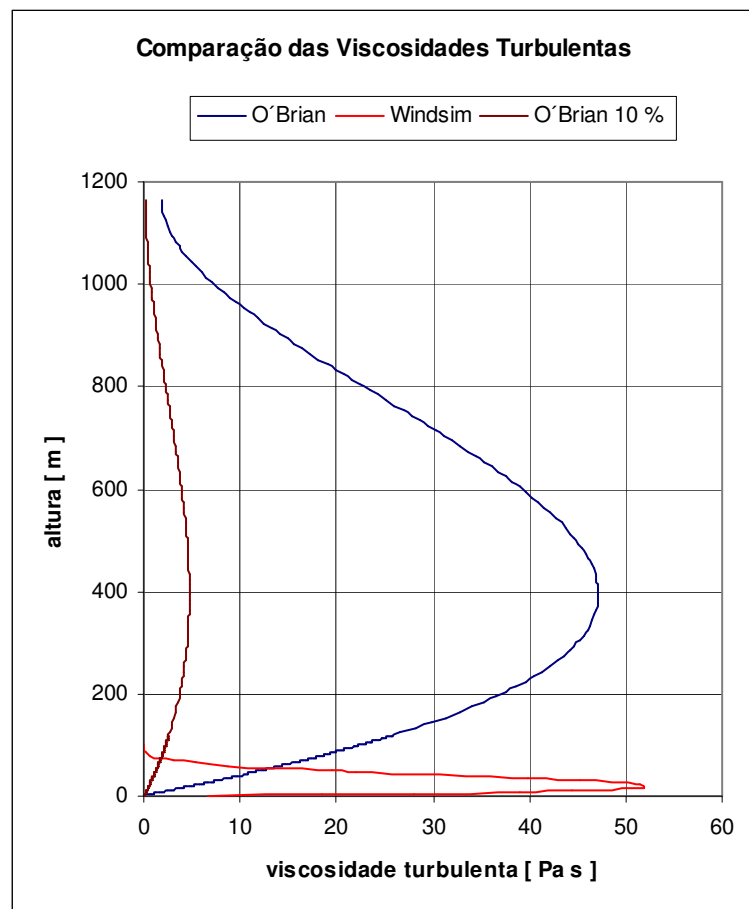


Figura 11.12 Comparação de distribuição de viscosidades turbulentas

Observa-se que Leroy não se preocupou com os valores da turbulência em alturas acima de 100 metros, enquanto os valores mais próximos de solo são bastante elevados quando comparados com a teoria do O'Brian. Na publicação não consta os motivos.

Essas variações geraram resultados bastante diferentes na distribuição de valores de turbulência, como também nos próprios valores de velocidades de vento. Neste trabalho não foi possível analisar-se as influências em todas as iterações feitas, porém, a aplicação com os melhores resultados em relação ao ponto da separação na linha A-A (área complexa) e no ponto mais alto da colina (HT), respectivamente, serão analisadas em seguir.

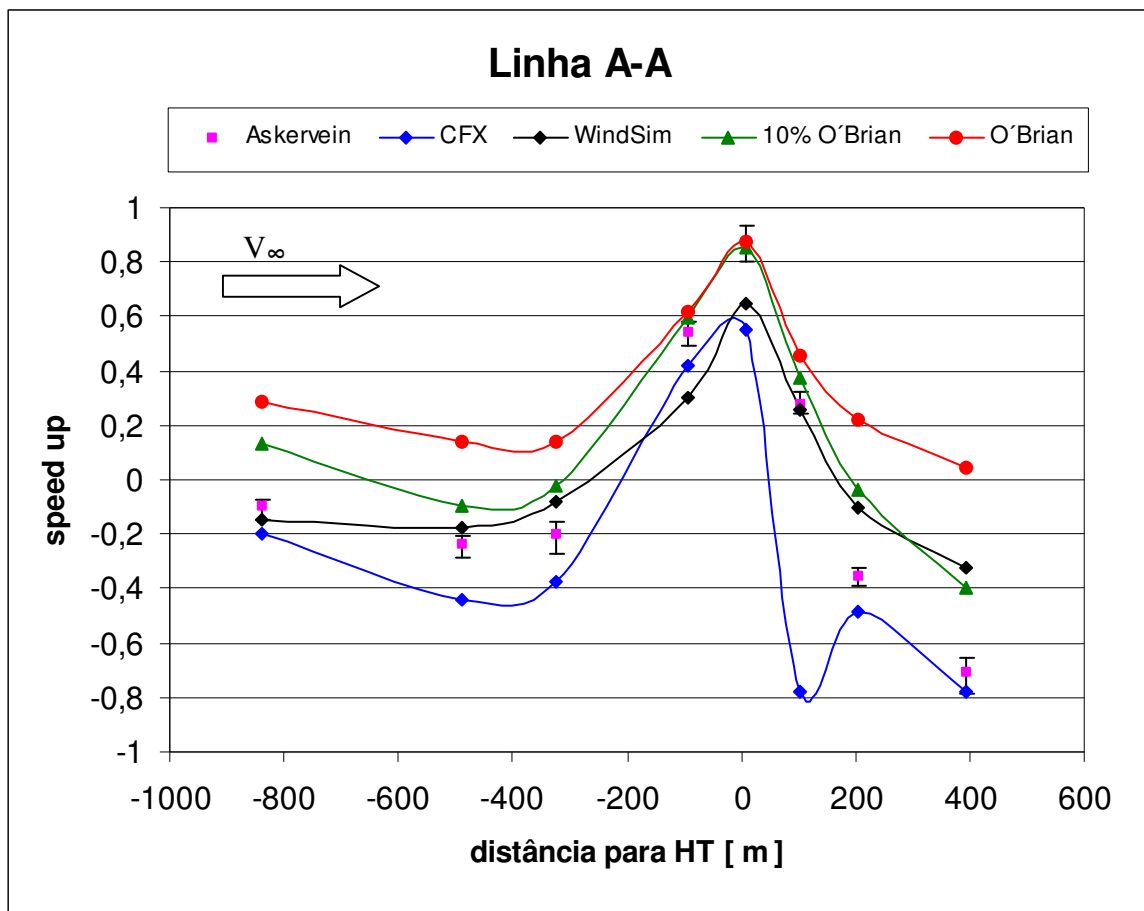


Figura 11.13 Speed-up para a linha A-A

Em todos os pontos da distribuição das velocidades na linha A-A, os *speed ups* aumentaram, assim como as velocidades de vento em si. Em frente a colina, o vento acelerou aproximadamente 1 m/s, em comparação da velocidade de entrada e como consequência disto, encontraram-se velocidades no topo da colina com valores de *speed ups* que ficaram ainda dentro das tolerâncias das medições. A separação total atrás da colina não ocorreu nestas

condições e os valores ficaram parecidos com os resultados obtidos por Leroy. Uma possível explicação poderia ser a seguinte:

Em uma camada limite turbulenta, o ar não segue uma linha de corrente organizada. Os ventos possuem também movimentos verticais, o que leva a um escoamento mais energético. Em aerodinâmica, este efeito está sendo aproveitado em perfis onde se coloca, dentro da camada limite, um fio no seu bordo de ataque para forçar a transição, obtendo assim uma camada limite turbulenta. Isto resulta em uma retardação da separação do escoamento, pois um escoamento mais energético consegue fluir melhor contra a pressão existente.

Na CLA isto não é bem assim, pois nela não existem transições em escalas relevantes e, por conta disto, ela é considerada sempre turbulenta. Mas, um aumento de energia em um escoamento da CLA, possui as mesmas características descritas acima para uma camada limite de um perfil, ou seja, não mais se obtém esta separação atrás da colina como foi o caso na primeira simulação.

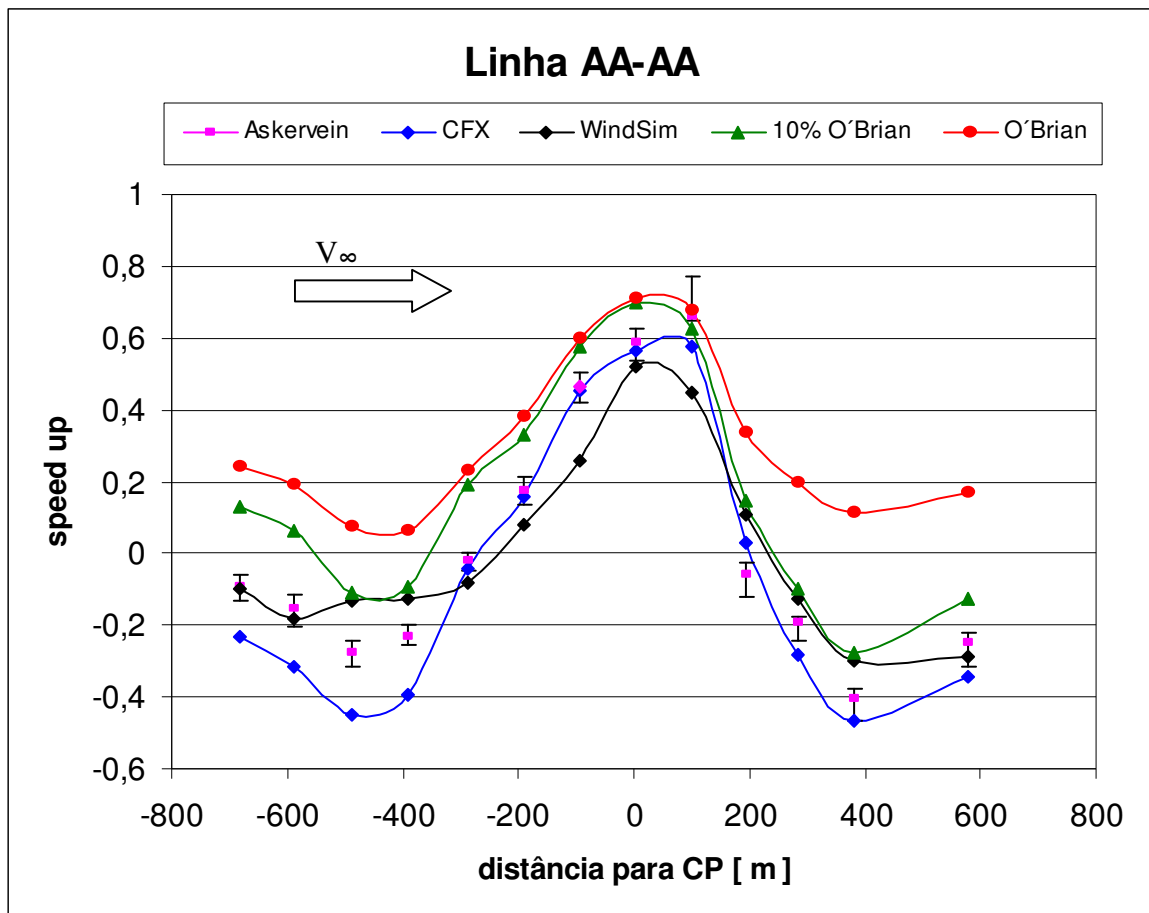


Figura 11.14 Speed-up para a linha AA-AA

O efeito mencionado do aumento das velocidades, observou-se também na linha AA-AA, em particular, os resultados ficaram nos primeiros quatro pontos na média, 18,5 % acima dos valores (em comparação a 25 % abaixo na primeira aplicação), na subida da colina até o ponto CP, 10,5 % acima (em comparação a 1,7 % abaixo na primeira aplicação), e nos últimos três pontos, 14 % acima (em comparação a 13 % abaixo na primeira aplicação).

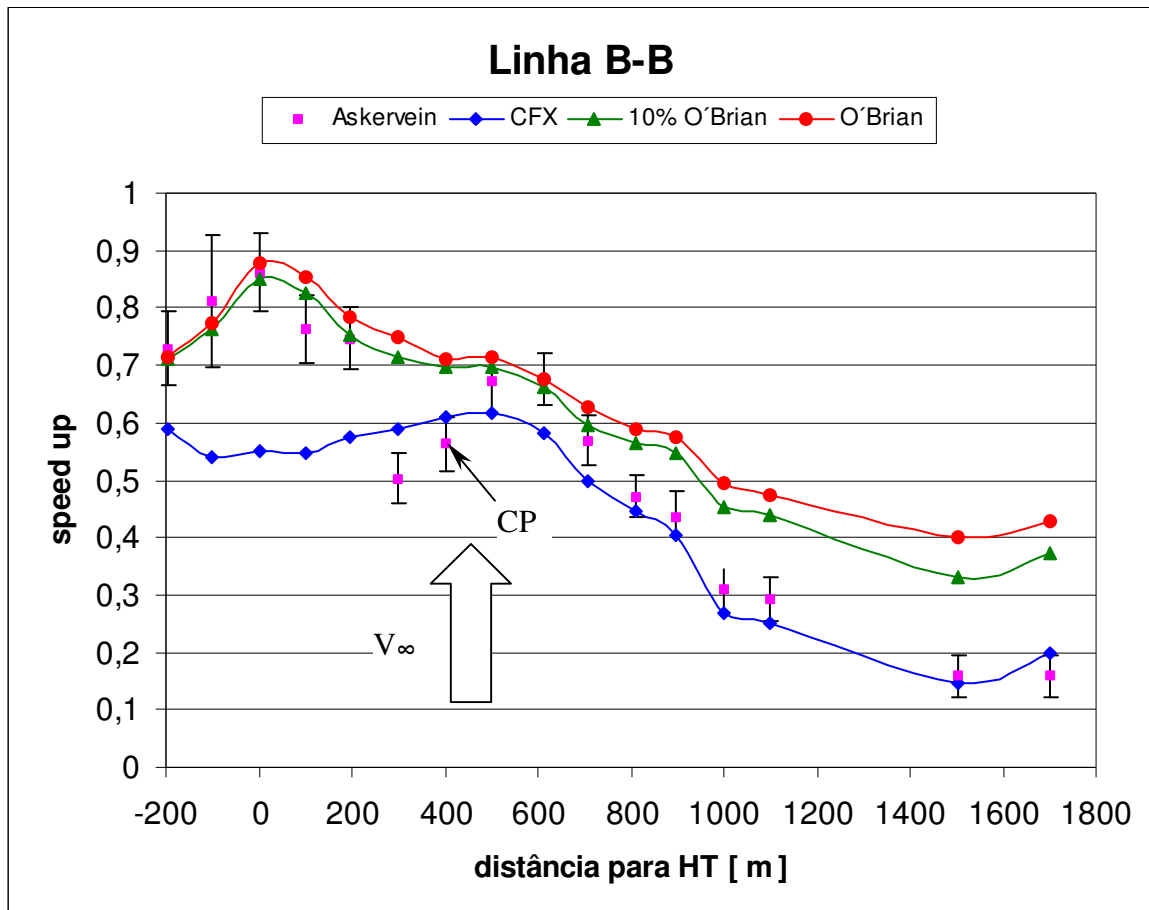


Figura 11.15 Speed-up para a linha B-B

Observando-se as velocidades ao longo da cumeada, pode-se notar que os resultados perto de HT e a uma distância de aproximadamente de 300 metros do CP (pontos BSE10 50 e 60, ver tabela 6.1) melhoraram significativamente, enquanto os demais pontos mostraram valores de até 250 % maiores do que na primeira iteração.

Concluindo, somente por causa das acelerações da velocidade de vento os resultados aproximaram-se do real nas áreas complexas, enquanto nas áreas restantes ficaram com valores mais distantes das medições. Fisicamente, isso não é coerente.

Segundo as considerações de Boussinesq / Kolmogorov manifestadas na equação 2.22 a viscosidade turbulenta é uma grandeza que representa as tensões turbulentas e assim, a transferência de quantidade de movimento adicional causada pela turbulência. (Freire, 2002).

No modelo de turbulência κ - ϵ , a viscosidade turbulenta é calculada através da equação 5.6, ou seja, em um escoamento incompressível, um aumento da viscosidade turbulenta significa que a produção da energia cinética turbulenta aumenta em comparação a sua dissipação. É importante mencionar aqui que, um aumento da viscosidade turbulenta, μ_t , não significa automaticamente um aumento da própria energia cinética turbulenta, κ_t , pois, uma diminuição da dissipação turbulenta, ϵ , com uma energia cinética turbulenta, κ_t , constante terá o mesmo efeito.

Os resultados nas iterações com a aplicação da distribuição de O'Brian como condição de contorno na entrada (ver figura 11.16) mostram que os valores para κ_t e ϵ diminuem significativamente nos primeiros metros, enquanto μ_t se mantém constante e, ao mesmo tempo, a velocidade de vento aumenta. Este efeito pode ser observado também na primeira iteração, embora esta adaptação dos valores de turbulência pelo modelo não resultem em um aumento das velocidades.

Questiona-se, portanto, qual é a relação entre a velocidade do vento com a viscosidade turbulenta μ_t neste modelo matemático.

Este estudo trabalha somente com as leis de conservação de massa e da quantidade de movimento linear, ou seja, não é considerada a equação de transporte de um escalar como, por exemplo, da temperatura. Sendo assim, pode-se concluir que o modelo transfere a energia cinética não dissipada para a velocidade de vento. Fisicamente isto não é possível. Toda a energia turbulenta deveria se dissipar e assim ser transformada em energia interna.

Outra explicação pode ser encontrada através da condição do contorno no teto. Não foi excluída a possibilidade de transportar quantidade de movimento na vertical, ou seja:

$$\mu_t \frac{\partial u}{\partial z} \neq 0 \quad (11.9)$$

Como μ_t foi aumentado na condição de contorno na entrada, este termo pode ser responsável por um aumento de transporte de quantidade de movimento em direção do solo, aumentando assim as velocidades de vento.

Entretanto, para se verificar estas conclusões seria necessário uma investigação mais aprofundada nas equações do modelo e ainda, modificar as condições de contorno no teto, por exemplo, para a definição de derivada nula.

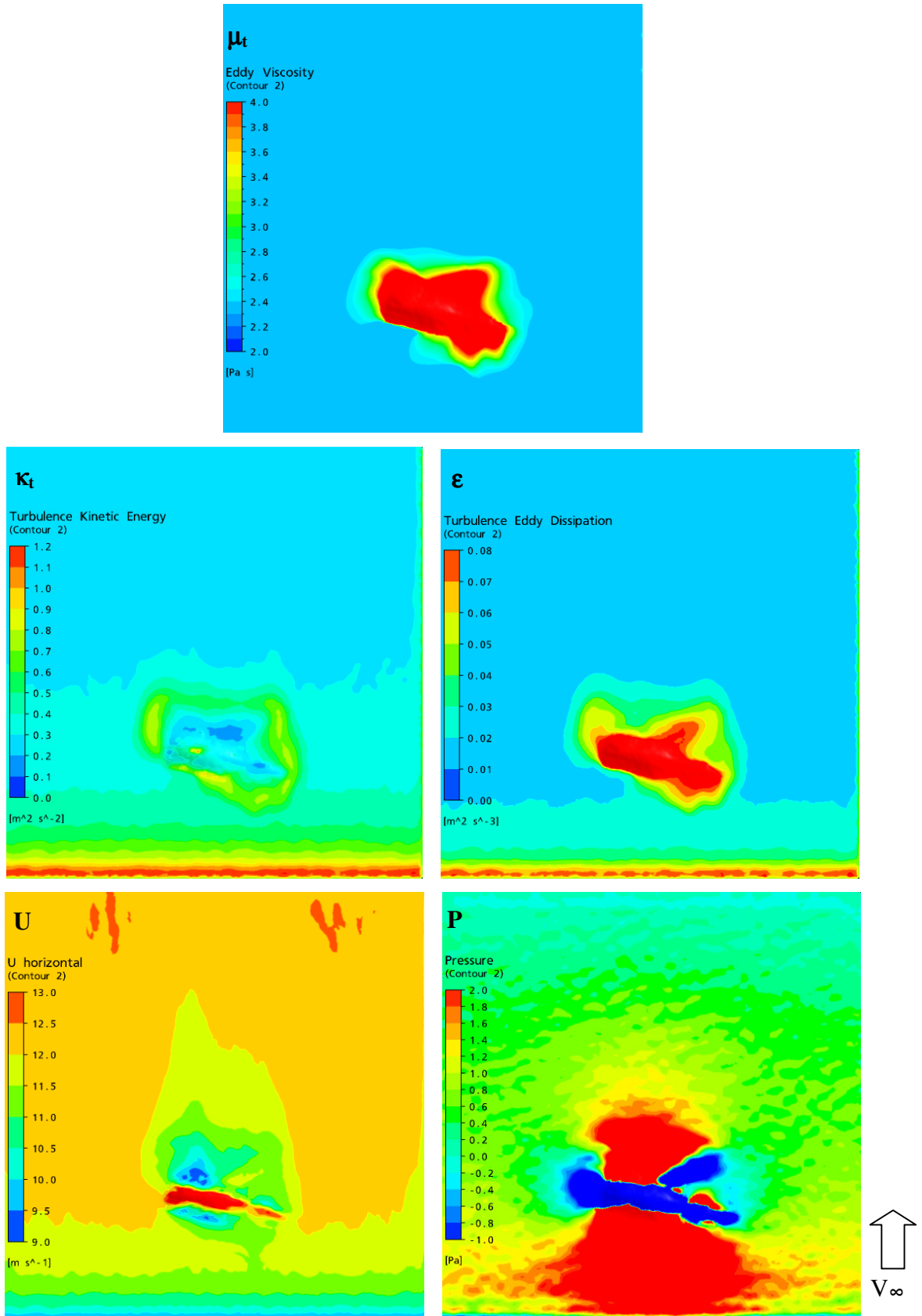


Figura 11.16 Resultados obtidos em uma altura de 10 metros acima do solo com a aplicação de μ na condição de entrada segundo O'Brian: viscosidade turbulenta (acima), energia cinética turbulenta (meio esquerda), dissipação turbulenta (meio direita), velocidade de vento (abaixo esquerda) e a pressão estática (abaixo direita)

12. CONCLUSÃO

O objetivo principal deste trabalho foi o de verificar efeitos locais de topografia através do modelo da turbulência RNG κ - ϵ , e montar uma base com o *software* CFX, que servirá para futuros pesquisas. Como plataforma para executar essas análises, foi escolhido o escoamento medido por Taylor e Teunissen (1983) ao redor de uma pequena elevação de um terreno isolado, uma colina em Askervein, na costa oeste da ilha de South Uist nas Outer Hebrides na Escócia. Devido a sua estrutura, a qual pode ser dividida em uma área complexa e não complexa, esta simulação é um desafio para os modelos de turbulência existentes.

Nas aplicações de condições de contorno na entrada, tentou-se se orientar somente nas medições de velocidades de vento fornecidas pelos pesquisadores do projeto em Askervein. Porém, todas as tentativas em interligar as medições obtidas através os diferentes sistemas de medição de Askervein, com a teoria de vento geostrófico resultaram em distribuições de velocidades de vento com a altura, descontínuas. Em consequência disto, orientando-se em trabalhos similares, aplicou-se um perfil logarítmico obtido através do melhor ajuste pelas medições da torre em RS e o estendeu-se até uma altura de 1000 metros. Assim, foi automaticamente definido o valor para a velocidade de vento no teto.

No solo, aplicou-se a teoria do *scalable wall function*, fornecido pelo CFX, e a qual foi avaliada para as três malhas através da distribuição de Y^+ . Foi observado que os altos valores desta distância adimensionalizada poderiam influenciar os resultados da simulação. Para a rugosidade seguiu-se a lógica de Brutsaert em aplicar valores mais realistas.

Devido a falta de demais informações, as condições de contorno restantes foram consideradas como *opening*.

Os resultados nestas primeiras simulações foram comparados com os obtidos por Leroy aplicando o *software* comercial WindSim, e com as medições do projeto em Askervein, respectivamente. Pode-se observar que o modelo da turbulência na linha A-A, a qual representa uma área complexa, não foi capaz de simular as velocidades de vento de forma realista, ao contrário da linha AA-AA, a qual representa uma área não complexa. Encontrou-se uma separação das linhas de corrente no sotavento, onde surgiu um vórtice e concluiu-se ainda a tridimensionalidade do escoamento. Na comparação com outros trabalhos, descobriu-se que, estes também detectaram uma separação, embora com uma área menor e com velocidades maiores, pelo menos na linha A-A.

Esta é uma confirmação de um problema conhecido na simulação numérica da camada limite atmosférica, e é significativa especialmente nos modelos mais antigos, como por exemplo, no WAsP. Áreas complexas necessitam modelos diferentes para serem simulados.

Uma possível causa, foi descoberta nos valores da turbulência, os quais apresentaram distribuições bastante diferentes, sejam estes comparados com as medições do projeto em Askervein ou com a teoria, neste caso a de O'Brian (1970). Por isto, simulou-se o escoamento novamente, desta vez com uma distribuição turbulenta nas condições de contorno de entrada mais real, e segundo a teoria mencionada acima. Os resultados mostraram bem a importância das condições de contorno nos resultados em geral, neste caso, especialmente as velocidades de vento, as quais aumentaram em todo o domínio.

Ademais, foram ainda diminuídos estes valores da turbulência, de forma sucessiva, para avaliar as suas influências ao modelo. Dessa maneira, confirmou-se a relação entre a viscosidade turbulenta com as velocidades, e até conseguiu-se aproximar bem os resultados, com os valores medidos, para os *speed ups* no topo da colina.

Em todas estas simulações não ocorreram mais as separações de linhas de corrente no sotavento da colina, o que foi explicado através do fato que um escoamento mais energético é melhor capaz em fluir contra a pressão. Em consequência, pode-se concluir que o modelo é capaz de simular esta característica de um fluido.

Entretanto, conclui-se que estes resultados não possuem nenhuma lógica física, pois energia turbulenta não pode ser transformada em energia cinética. Uma possibilidade que se elevou no trabalho, embora sem nenhuma fundação matemática, foi a hipótese que esta transformação aconteceu devido a falta da equação de transporte de um escalar como, por exemplo, da temperatura.

Por fim, pode-se mostrar que estes valores funcionam como um “parafuso” para o modelo e podem assim ser aproveitados para calibrar o modelo para outros problemas. Enquanto isto pode ser uma ajuda para um caso conhecido, abrem-se muitas perguntas em casos de aplicações em outras áreas, e sem informações para as condições de contorno, o que é o caso quando se pretende fazer o processo de *micrositing* para um empreendimento eólico-elétrico.

Contudo, pode-se mostrar a possibilidade que o modelo da turbulência RNG κ - ϵ , da forma como fornecido pelo *software* da ANSYS – CFX, pode ser uma ferramenta adequada para simular escoamentos em áreas as quais são consideradas como não complexas. Entretanto, para se obter um modelo confiável e aplicável de forma universal, precisam ser feitas ainda algumas investigações. Entre elas, as seguintes (considera-se os mais importantes para continuar a pesquisa):

- Avaliar as distribuições de tensões de atrito. Isto pode esclarecer o aumento de velocidades de vento em caso de uma aplicação com valores altos da viscosidade turbulenta na condição de contorno.
- Entender a relação matemática, no modelo, entre a viscosidade turbulenta e a velocidade de vento. Isto pode chegar à conclusão de que será necessário adicionar a equação de transporte de um escalar, ou seja, a consideração dos efeitos de temperatura.
- Avaliar melhor a influência da malha aos resultados, como por exemplo, diminuir o parâmetro de Y^+ . Neste contexto, deve-se também investigar a relação das escalas da turbulência com a grandeza de uma malha. Especialmente na área de separação, espera-se escalas de ordens muito pequenas e não podem ser representadas com malhas de ordem de 40 metros, como foi aplicado neste trabalho. Isto pode chegar à conclusão de que será necessário refinar-se a malha nesta área.
- Avaliar a influência de aplicação de uma rugosidade média, em vez da distribuição real, como fornecido pelos pesquisadores do projeto em Askervein. Neste caso, se deverá ainda considerar a teoria que descreve o comportamento de um escoamento quando varia a rugosidade. A teoria sobre estes efeitos foi desenvolvida em 1989, por Troen e Peterson, para o *software* WASP. Neste contexto, precisa-se avaliar ainda a influência do valor aplicado pelo *equivalente sand grain roughness*, Y_R na equação 10.16.

Somente após o entendimento destes pontos será possível se pensar, o que significa uma consideração de estratificação. Porém, ao imaginar-se quais os resultados se obteriam em um caso desses, e em uma área maior, com várias colinas, por exemplo, uma atrás da outra, mostra bem a complexidade do problema abrangido neste trabalho.

13.REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] AMARANTE, O.A.C. do; BROWER M.; ZACK, J.; SÁ A.. de.: “Atlas do Potencial Eólico Brasileiro”, 2001.
- [2] AMARANTE, O.A.C. do; SILVA F.J.L.; PARECY, E.; PROCOPIAK L.A.J.; DORWEILER, R.P.; SCHULTZ, D.J.; SOUZA, M.L.; ANUNCIACÃO, S.M.: “Wind Energy Resource Map of the State of Paraná, Brazil”, P&D ANEEL - COPEL; Janeiro 2007.
- [3] AMARANTE, O.A.C. do; SILVA F.J.L.; PARECY, E.; PROCOPIAK L.A.J.; DORWEILER, R.P.; SENFF COSTA, V.; “Manual de Avaliação Técnico-Econômica de Empreendimentos Eólico-Elétricos”, P&D ANEEL - COPEL; Janeiro 2007.
- [4] ANSYS, INC.: “ICEM CFD 4.0 – CFX User’s Manual”, Documentação eletrônica fornecida junto com o software ICEM CFD 4.0 CFX, 2003.
- [5] ANSYS, INC.: “CFX 10.0 – CFX User’s Manual”, Documentação eletrônica fornecida junto com o software CFX 10.0 CFX, 2006.
- [6] ATILA, P; FREIRE, S.; MENUT, P.P.M.; SU, J.: “Turbulência”, ABCM – Associação Brasileira de Ciências Mecânicas; 2002.
- [7] BELCHER, S.E.; HUNT, J.C.R.: “Turbulent flow over hills and waves”, Annual Review of Fluid Mechanics. Vol. 30, pp. 507-538, 1998.
- [8] BELJAARS, A.C.M.; WALMSLEY, J.L.; TAYLOR, P.A.: “A mixed spectral finite-difference model for neutrally stratified boundary-layer flow over roughness changes and topography”, Boundary-Layer Meteorology 38, pp. 273-303, 1987.
- [9] BLACKADAR A.K.; TENNEKES H.: “Asymptotic similarity in neutral barotropic atmospheric boundary layers” J. Atmos. Sci 25, pp. 1015 - 1020, 1968.
- [10] BROWER, M.; BAILEY, B.; ZACK, J.: “Micrositing using the MesoMap System”. TrueWind Solutions, LLC.

- [11] BRUTSAERT, W.H.: “Evaporation into the atmosphere”. D. Reidel, Norwell, Mass., 1982.
- [12] COLEMAN, H.W.; Hodge, B.K.; Taylor, R.P.: “A re-evaluation of Schlichting’s surface roughness experiment”. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 106, 1984.
- [13] DERICKSON, R.G.; PETERKA, J.A.: “Development of a powerful hybrid tool for evaluation wind power in complex terrain: Atmospheric numerical models and wind tunnels”, AIAA, 2004.
- [14] DERICKSON, R.G.; MCDIARMID, M.; COCHRAN, B.C.; PETERKA, J.A.: “Resolving difficult issues of wind power micro-siting in complex terrain”, AWEA Global WINDPOWER Conference, Chicago, 2004.
- [15] FERZIGER, J.H.; PERIC, M: “Computational Methods for fluid dynamics”, 3rd Rev. Edition, Springer, Berlin, 2002.
- [16] INTERNACIONAL ELECTROTECHNICAL COMMISSION: “IEC 61400-12-1 Wind turbines –Part 12-1: Power performance measurements of electricity producing wind turbines”, 2005.
- [17] JACKSON, P.S.; HUNT, J.C.R.: “Turbulent Wind flow over a low hill”. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. Vol. 101, pp. 929 ; 955, 1975.
- [18] LAUNDER, B.E.; SPALDING, D. B.“The numerical computation of turbulent flows”. *Comp Meth Appl Mech Eng*, 3:269-289, 1974.
- [19] LEROY, J.: “Wind field simulations at Askervein hill” VECTOR AS, Technical Report vector_9910_100, 1999.
- [20] MALISKA, C.R.: “Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional”, Rio de Janeiro, LTC, 2004.

- [21] MASON, P.J.; SYKES, R.: “Flow over an isolated hill of moderate slope”. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 105; pp. 383 – 395, 1979.
- [22] MERONEY, R.N.; LETCHFORD, C.W.; SARKAR, P.P.: “Comparison of numerical and wind tunnel simulation of wind loads on smooth, rough and dual domes immersed in a boundary layer”. *Wind and Structures*. Vol. 5(2-4), páginas 347 – 358, 2002.
- [23] MILLER, C.A.; DAVENPORT, A.G.: “Guidelines for the calculation of wind speed-ups in complex terrain”. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Vol. 74-76, páginas 189 – 197, 1998.
- [24] MORAIS, DE E.L.: “Verificação de soluções numéricas de escoamentos laminares obtidas com o método dos volumes finitos e malhas não-estruturadas”, *Dissertação de Mestrado*, Curitiba, 2004.
- [25] MORTENSEN, N.G; LANDBERG, L.: “Wind Atlas Analysis and Application Program (WasP) User’s Guide”. Roskilde, Denmark, Riso National Laboratory 133, 1993.
- [26] O’BRIAN, J.J.: “A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer”, *J. Atmos. Sci* 27; pp. 1213 - 1215, 1970.
- [27] ROBERT MC NEEL & ASSOCIATES: “Rhinoceros® - NURBS modeling for Windows”, Documentação eletrônica fornecida junto com o software Rhinoceros versão 3.0. 2002.
- [28] ROEDEL, W.: “Physik unserer Umwelt – Die Atmosphäre”. Springer-Verlag, 2000.
- [29] SALMON, J.R.; TEUNISSEN, H.W.; MICKLE, R.E., TAYLOR, P.A.: “The Kettler Hill project: Field observations, wind tunnel simulations and numerical model predictions for flow over a low hill.”, *Boundary Layer Meteorology* Vol. 43, páginas 309-343, 1988.
- [30] SCHADE, H.; KUNZ, E.: “Strömungslehre”, Walter de Gruyter Berlin New York, 1989.

- [31] STANGROOM, P.: “CFD modeling of Wind flow over terrain”, These de Doutorado, Nottingham, 2004.
- [32] STULL, R.B.: “An introduction to boundary layer meteorology”, Luwer Academic Publishers, 1988.
- [33] TAYLOR, P.A.; TEUNISSEN, H.W.: “Askervein 82: Report on the September/October 1982 experiment to study boundary-layer flow over Askervein, South Uist.”, Ontario, Canada, Meteorological Services Research Branch, 1983.
- [34] TAYLOR, P.A.; TEUNISSEN, H.W.: “The Askervein Hill Project: Report on the September/October 1983, main field experiment.”, Ontario, Canada, Meteorological Services Research Branch, 1985.
- [35] TAYLOR, P.A.; TEUNISSEN, H.W.: “The Askervein Hill Project: Overview and background data.”, *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 39; pp. 15 – 39, 1987.
- [36] TROEN, I.; PETERSON, E.L.: “European Wind Atlas, Risø” National Laboratory, Røskilde, Denmark, ISBN 87-550-1482-8, 656 pp, 1989.
- [37] WALMSLEY, J.L.; TAYLOR, P.A.: “Boundary layer flow over topography: impacts of the Askervein study”. *Boundary Layer Meteorology* 78; pp. 291 – 320, 1996.
- [38] WILCOX, D.C.: “Turbulence modeling for CFD.” DCW Industries, Inc., La Cañada, California, 1998.