



UNIVERSIDADE DA BEIRA INTERIOR

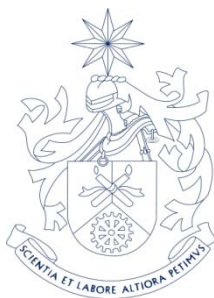
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELECTROMECHANICA

ESTUDO DA FÍSICA DO ESCOAMENTO SECUNDÁRIO
E MODELAÇÃO COMPUTACIONAL DO
ESCOAMENTO TURBULENTO 3D EM COROAS DE
PÁS DE TURBINAS

Carlos Manuel Cipriano Xisto
(Licenciado)

*Dissertação submetida à Universidade da Beira Interior para a
obtenção do grau de Mestre em Engenharia Electromecânica*

Junho de 2009



UNIVERSIDADE DA BEIRA INTERIOR

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELECTROMECAÂNICA

ESTUDO DA FÍSICA DO ESCOAMENTO SECUNDÁRIO E
MODELAÇÃO COMPUTACIONAL DO
ESCOAMENTO TURBULENTO 3D EM COROAS DE PÁS
DE TURBINAS

Dissertação realizada sob orientação do
Professor Doutor José Carlos Páscoa Marques

Professor Auxiliar do Departamento de Engenharia Electromecânica

Para a Susete, Família e Amigos

Resumo

Uma breve pesquisa bibliográfica, restringida a um panorama nacional, sobre modelação de turbulência 3D em pás de turbinas, leva-nos a verificar que esta tem sido uma área de menor atenção dos investigadores portugueses. No mesmo panorama, verificou-se a inexistência de simulações computacionais em andares de turbomáquinas. O facto deste tipo de simulações ser, a um nível internacional, prática corrente na optimização de turbinas é um dos factores de motivação para a realização desta dissertação.

É um facto que as simulações computacionais de pás isoladas não reflectem a realidade física completa de uma turbomáquina. Isto porque, no caso de uma turbina, o movimento relativo do rotor em relação ao estator influencia significativamente o campo de escoamento. Como tal, para compreender e avaliar as perdas que ocorrem numa turbina é necessário realizar simulações em um ou mais andares de turbina.

O trabalho aqui apresentado divide-se em três partes distintas, mas complementares. Numa primeira parte é feita uma revisão ao estado da arte sobre a física de escoamentos secundários e sobre modelação de turbulência. Aqui pretende-se avaliar a importância dos escoamentos secundários na optimização de turbinas axiais e, demonstrar como é feita a modelação de turbulência, quer a um nível geral, quer ao nível de turbomáquinas.

Numa segunda parte pretende-se, através da modelação do escoamento turbulento na cascata de pás linear T106, verificar o modelo físico-matemático a utilizar na modelação do andar transónico de turbina de Graz. Pretende-se também avaliar as limitações das funções de parede na modelação de escoamentos com fortes efeitos de separação e transição. Para tal comparam-se os resultados obtidos com o modelo de Spalart-Allmaras, com uma verificação do y^+ nas paredes inferior a 1, com os resultados obtidos através dos modelos $k - \epsilon$, $k - \omega$ SST e de *Spalart-Allmaras* usando funções de parede. Esta modelação permitiu avaliar a capacidade das funções de parede na previsão de escoamentos secundários.

A terceira parte apresenta a modelação computacional de um andar de uma turbina de baixa pressão, previamente ensaiado experimentalmente no *Institute for Thermal Tur-*

bomachinery and Machine Dynamics, University of Technology, Graz, Austria. Aqui comparam-se resultados numéricos com experimentais, avaliando assim os limites de precisão dos resultados obtidos com o recurso a funções de parede.

Palavras chave: Turbomáquinas, escoamentos secundários, funções de parede, modelação de turbulência 3D, coroas de pás de turbinas, escoamento turbulento.

Abstract

A brief literature survey, restricted to a national level, of 3D turbulence modeling in turbine blades, allow us to verify that this has been an area of less attention by Portuguese researchers. In the same level, computational simulations in turbine stages is inexistent. Albeit this, such simulations are a common practice in aerodynamic optimization of turbines, at an international level, and this is one of the factors of motivation for this dissertation.

It is a fact that computer simulations of isolated blade rows do not reflect the physical reality of a turbomachine. The main reason is the relative movement of the rotor in relation to the stator that significantly influences the flow-field. Therefore, to understand and assess the losses that occur in a turbine it is necessary to perform a CFD simulation of one or more turbine stages.

The work presented herein is divided into three separate, but complementary, parts. The first part is a review of the state of the art on the physics of secondary flows and on turbulence modeling. Here we aim to assess the importance of secondary flows in axial turbines optimization, and demonstrate how the turbulence modeling is done, at general level, and at the turbomachine level.

The second part aims to verify the model that will be used in the turbulence modeling of the Graz turbine. This is done through the modeling of the turbulent flow in the T106 cascade. It is also intended to assess the capability of the wall functions on the solution of flows with strong effects of separation and transition. In order to do this, we compare the results obtained with a distribution of the $y^+ < 1$, in the walls, using the Spalart-Allmaras model with the results obtained with the $k - \epsilon$ model, $k - \omega$ SST and Spalart-Allmaras models, using wall functions. This work also evaluates some of the limitations of wall functions on the prediction of secondary flows.

The third part presents the computational modeling of a low-pressure turbine stage, previously tested in the Institute for Thermal Turbomachinery and Machine Dynamics, University of Technology, Graz, Austria. Herein numerical results are compared with

experimental data, by doing so we can evaluate the accuracy of the results obtained with the use of wall functions.

Key Words: Turbomachinery, secondary flows, wall functions, 3D turbulence modeling, turbine blade rows, turbulent flow.

Agradecimentos

Não posso deixar de começar por agradecer ao meu orientador, Professor Doutor José Carlos Páscoa Marques, professor auxiliar da Universidade da Beira Interior. Por todas as horas de conversa, por vezes tão prolongadas, que foram sempre fonte de grande motivação para ir mais além. Por nunca ter desistido, nem deixado que eu desistisse, quando as coisas teimavam em não dar certo; pela orientação e pela força e apoio, um grande bem-haja.

Ao Professor Doutor Francisco Miguel Ribeiro Proença Brójo por colocar ao meu dispor o cluster almourol.ubi.pt que se revelou uma peça fulcral na realização desta dissertação. Aproveito também para pedir desculpa pelos dias de calor que a minha utilização, por vezes exagerada, dos quatro processadores provocou.

Ao Dr. Emil Göttlich e ao Dr. Jakob Woisetschläger do Institute for Thermal Turbomachinery and Machine Dynamics, Graz University of Technology, Austria, agradeço por colocarem à minha disposição os dados relativos à geometria 3D do andar transónico.

À minha família, com especial ênfase a minha mãe, irmão e avô. Por me terem proporcionado uma educação de excelência, por todas as indisposições que aturaram e por todas as alegrias que partilharam comigo. Sem eles este percurso não teria sido possível.

Finalmente gostaria de deixar estas últimas palavras à Susete pelo seu enorme apoio e carinho, obrigado por seres a minha inspiração e motivação ao longo de todos estes anos. Certamente me tornaste uma pessoa melhor e com mais ambição para atingir grandes metas.

Notação

Caracteres Latinos

c	Valor da corda.
c_{ax}	Valor da corda axial.
d	Distância à parede sólida mais próxima.
D	Diâmetro.
D_{ω}	Difusão cruzada (<i>cross diffusion</i>).
E	Energia interna.
Ec	Parâmetro adimensional de Eckerle e Awad.
F	Força.
F_1	Função de mistura utilizada no modelo $k - \omega$ SST.
g	Força gravitacional.
G_{ν}	Produção de viscosidade turbulenta.
G_{ω}	Geração de ω .
G_k e G_b	Geradores de energia cinética turbulenta.
h_s	Altura da rugosidade.
i, j, k	Vectores unitários segundo a direcção x, y, z .
k	Energia cinética turbulenta.
k_c	Condutividade térmica.
m	Massa.
Ma	Número de Mach
p	Pressão estática.
p_0	Pressão de estagnação.
r	Raio.
Re	Número de Reynolds.
s	Valor do passo.
\tilde{S}	Função de vorticidade transformada.

SS_1 e SS_2	Superfícies de corrente.
t	Variável tempo.
T	Variável temperatura.
T_0	Temperatura de estagnação.
u, v, w	Componentes do vector velocidade num referencial Cartesiano.
U	Velocidade média do fluido.
V	Volume.
V_{pc}	Zona de pressão do vórtice de canto
V_{ph}, V_{sh}	Perna de pressão do vórtice em ferradura, perna de sucção do vórtice em ferradura.
V_{pLc}	Zona de pressão do vórtice de canto no bordo de ataque.
V_p	Vórtice de passagem.
V_{sc}	Zona de sucção do vórtice de canto.
V_{sLc}	Zona de sucção do vórtice de canto no bordo de ataque.
V_{wip}	Vórtice de parede inferido pelo vórtice de passagem.
x, y e z	Coordenadas cartesianas.
Y_ν	Destruição de viscosidade turbulenta.
Y_k e Y_ω	Dissipação de k e ω , respectivamente.

Símbolos Gregos

α_r, α_t e α_z	ângulos do escoamento na direcção radial, tagencial e axial.
δ	Espessura da camada limite.
ϵ	Taxa de dissipação turbulenta.
Γ_k e Γ_ω	Difusividade de k e ω , respectivamente.
κ	Constante de <i>von Kármán</i> .
μ	Viscosidade absoluta.
μ_t	Viscosidade turbulenta.
ν	Viscosidade cinemática molecular.
$\tilde{\nu}$	Viscosidade cinemática turbulenta
ω	Taxa de dissipação específica.

Ω	Velocidade de rotação angular.
ρ	Massa específica do fluido.
$\widetilde{\rho v}$	Variável de trabalho, utilizada na extensão do modelo de Spalart-Allmaras sugerida por Deck et. al. (2002).
σ	Tensão normal.
σ_k e σ_ϵ	Número de Prantl para k e ϵ , respectivamente.
τ	Tensão de corte.
$\overline{\tau}$	Tensão viscosa.
τ_{ij}	Tensor de origem turbulenta.

Índices inferiores e superiores

τ	... de corte.
r	... relativa.
in, out	Entrada, saída.
$+, *$	Escala de parede.

Acrónimos

DNS	Direct numerical simulation.
CFD	Computational Fluid Dynamics.
MP	Mixing plane.
MRF	Multiple reference frame.
<i>PWEs</i>	Profiled endwalls.
SDM	Sliding mesh.
SRF	Single reference frame.

Conteúdo

Resumo	ii
Abstract	iv
Agradecimentos	vi
Índice de Figuras	xx
Índice de Tabelas	xxi
1. Introdução	1
1.1. Primeiros anos	2
1.2. Aplicações de turbinas a gás em sistemas electromecânicos de produção de energia	3
1.2.1. Aplicações terrestres	3
1.2.1.1. Turbinas a gás de elevada capacidade	3
1.2.1.2. Turbinas a gás derivadas da indústria aeronáutica	4
1.2.1.3. Turbinas a gás do tipo industrial	5
1.2.2. Aplicações aeronáuticas	7
1.3. Princípio de funcionamento da turbina a gás	7
1.4. Projecto CFD de turbinas a gás	10
1.4.1. Modelação computacional em grande escala de turbinas a gás	10

Conteúdo

1.4.2. Metodologia de projecto em CFD	12
1.4.2.1. Geração da malha	13
1.5. Objectivos e contribuições do presente trabalho	16
1.6. Estrutura da dissertação	17
2. Estado da arte	19
2.1. A física do escoamento secundário em turbinas de gás	19
2.1.1. Evolução dos escoamentos secundários	20
2.1.2. Perdas resultantes dos escoamentos secundários	26
2.1.3. Técnicas de redução e controlo dos escoamentos secundários	26
2.2. Modelação do escoamento em turbinas de gás	32
2.2.1. Escoamento turbulento	32
2.2.2. Modelação de escoamentos em andares de turbomáquinas	38
3. Modelação do escoamento turbulento	41
3.1. Equações de Navier-Stokes	41
3.2. Modelação da turbulência utilizando o código comercial Fluent [®]	44
3.2.1. Modelo <i>Spalart-Allmaras</i>	45
3.2.2. Modelo $k-\epsilon$ padrão	46
3.2.3. Modelo $k-\omega$ <i>standard</i> e SST (<i>Shear-Stress Transport</i>)	47
3.2.4. Modelação de turbulência junto das paredes	48
3.2.4.1. Funções de parede	49
3.2.4.2. Modelo <i>Spalart-Allmaras</i>	52
3.2.4.3. Modelo $k-\omega$	52
3.2.5. Considerações a ter na geração de malhas para a simulação de escoamentos turbulentos	53
3.3. Modelação de escoamento em andares de turbomáquinas utilizando o código comercial Fluent [®]	55

Conteúdo

3.3.1. Modelo <i>Single Reference Frame</i> (SRF)	56
3.3.2. Modelo Mixing Plane	57
4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar	60
4.1. Análise do escoamento turbulento na cascata de pás linear T106	60
4.1.1. Descrição do caso de teste T106	61
4.1.2. Cálculo do escoamento turbulento	61
4.1.3. Resultados obtidos para a cascata T106	64
4.1.4. Avaliação da capacidade das funções de parede modelarem escoamentos turbulentos com efeitos de separação e transição	65
4.1.5. Nota conclusiva	70
5. Modelação do escoamento num andar de turbina	76
5.1. Geometria do andar e construção da malha	76
5.1.1. Construção do domínio de cálculo e estudo de qualidade da malha	77
5.2. Descrição do caso de teste	79
5.3. Resultados obtidos a partir da <i>Malha A</i>	82
5.4. Estudo de independência da malha	84
5.5. Problemas de convergência durante o processo de cálculo	88
5.6. Nota conclusiva	90
6. Conclusão	92
6.1. Análise do escoamento turbulento na cascata de pás linear T106	92
6.2. Análise do escoamento turbulento no andar transónico	93
6.3. Trabalhos futuros	94
Bibliografia	96
A. Trabalhos Publicados	102

Lista de Figuras

- 1.1. a) Primeira unidade construída para unicamente produzir energia eléctrica (4000 kW), esta foi somente instalada em 1939 numa central eléctrica em Neuchatel, Suíça (Giampaolo, 2006). b) Motor *W1* desenvolvido por *Frank Whittle* em 1930 (Smith et al., 2009). 2
- 1.2. Turbina Alstom GT24/GT26 (188 MW, 60 Hz; 281 MW 50 Hz). Este tipo de sistema electromecânico de produção de energia eléctrica pode ser utilizado em ciclos simples e em ciclos combinados (*Power, 2009*). 5
- 1.3. Diagrama de volume-pressão de um ciclo simples de Brayton. O ponto A representa o ar a pressão atmosférica que é comprimido ao longo da linha AB. De B até C é adicionado calor ao processo, aumentando o volume de ar. De C para D o ar resultante da combustão é expandido pela turbina. . . 6
- 1.4. a) *General Electric LM6000 Gas Turbine* - Esta turbina deriva do motor de avião *GE CF6-80C2*, possui a capacidade de gerar potências na ordem dos 44,8 MW. b) *General Electric GE5 Industrial Gas Turbine* - Esta turbina possui a capacidade de gerar potências na ordem dos 6 MW (*Energy, 2005*). 6
- 1.5. *Pratt & Whitney JT8D Turbofan engine* - O JT8D foi um dos primeiros motores do tipo “bypass”. Este motor também possui uma derivação para aplicações industriais, o FT8 (Pratt e Whitney, 2009). 8

Lista de Figuras

- 1.6. a) Pás de turbina do tipo impulso-reacção, neste caso a movimentação do rotor ocorre devido à força de acção desenvolvida pelo gás e à força de reacção resultante da aceleração do escoamento. b) Pá de turbina típica, apresentando um ângulo de calagem inferior na zona do cubo e um ângulo de calagem superior na zona da carcaça (adaptado deRolls-Royce (1996)). 9
- 1.7. Simulação computacional, de larga escala, de um motor de avião. Compressor: isolinhas de entropia; Câmara de combustão: isolinhas de temperatura; Turbina: isolinhas de entropia (Schluter et al., 2005). 11
- 1.8. Procedimentos a adoptar durante um processo de cálculo computacional (ANSYS, 2006). 14
- 1.9. Posição dos limites do domínio computacional na cascata de pás linear T106. a) Limite a montante da pá demasiado próximo do bordo de ataque, neste caso as previsões físicas da carga aplicada ao bordo de ataque podem não ser realistas. b) Distância adequada para o limite a montante do bordo de ataque, esta distância permite que o escoamento se ajuste à presença da pá. 15
- 1.10. Suavidade da malha, relativamente a passagens abruptas entre os vários volumes de controlo. a) Bordo de ataque da cascata de pás linear T106, nesta imagem podemos visualizar uma dependência desadequada dos vários nós. b) Bordo de fuga da cascata de pás T106, neste caso a suavidade é bastante notória. 15
- 1.11. Exemplo 2D de um volume de controlo de uma malha estruturada. a) Volume de controlo excessivamente torcido, este caso pode levar a uma fraca convergência e a uma reduzida precisão. b) Volume de controlo de geometria óptimo, em que os ângulos dos vértices são definidos por um ângulo de 90°. 16

Lista de Figuras

- 2.1. Modelo clássico de escoamento secundário em cascatas de pás apresentado por Hawthorne em 1955. Os números 1 e 2 representam as componentes da vorticidade à saída, quando um escoamento com vorticidade à entrada é sujeito a um campo de pressões sendo desviado ao longo do canal de passagem. 21
- 2.2. Evolução de escoamentos secundários. a) Resultados obtidos por Langston (1980). Neste esquema mostra-se que à entrada, e na zona da carcaça, a camada limite separa-se no ponto sela e forma-se um *horseshoe vortex* (vórtice em ferradura). Quando se dá esta separação formam-se dois vórtices com sentidos de rotação opostos, o *passage vortex* (vórtice de passagem) e o *counter vortex* (contra-vórtice). b) Resultados obtidos por Sieverding e den Bosch (1983). Evolução, e interacção do vórtice de passagem com o contra-vórtice. 22
- 2.3. a) Evolução de escoamentos secundários sugerida por Sharma e Butler (1987). Uma das suas maiores descobertas, foi a confirmação de que as perdas associadas à camada limite, na entrada, se propagam através da cascata sem causar perdas adicionais b) Evolução de escoamentos secundários sugerida por Wang et al. (1997) (Papa et al., 2007). Este trabalho veio trazer mais complexidade ao mundo dos escoamentos secundários. 24
- 2.4. Modelo descritivo proposto por Lakshminarayana (1996). Na figura podemos observar as componentes transversais de velocidade, segundo os vectores v e w , que provocam um forte escoamento tridimensional. 27
- 2.5. Geometria T106 e T106/3 (Sauer et al., 2001). A introdução deste efeito geométrico revelou-se bastante benéfica, uma vez que permite, se aplicado convenientemente, reduzir as perdas resultantes dos escoamentos secundários em cerca de 2,1%. 28

Lista de Figuras

2.6.	Forma de empilhamento tipicamente utilizada em turbinas (Ippolito et al., 2007).	29
2.7.	Definição dos procedimentos de empilhamento mais comuns para coroas de pás de turbomáquinas (Páscoa e Xisto, 2008).	30
2.8.	Filosofia de projecto proposta no trabalho de Bagshaw et al. (2008). Contributo que cada uma das características geométricas tem na redução global das perdas	31
3.1.	Tensões na direcção x aplicadas sobre um volume de controlo infinitesimal de fluido (Fox e McDonald, 1994)	42
3.2.	Divisão das várias camadas da região do escoamento junto das paredes (Fluent, 2006).	50
3.3.	Opções para modelação do escoamento junto da parede sólida utilizadas no FLUENT [®]	51
3.4.	Interacção entre o estator e o rotor num andar de turbina axial. Nesta figura estão representadas algumas das variáveis do escoamento que poderão ser partilhadas na interface do <i>mixing plane</i> Fluent (2006).	59
4.1.	Representação de uma secção 2D da Malha A, as condições de simetria aplicadas a meio da envergadura permitem criar um domínio de cálculo correspondente a metade da cascata T106 experimental. a) Pormenor do bordo de ataque da pá. b) Pormenor do bordo de fuga da pá.	62
4.2.	Cascata de pás T106: a) Características principais da cascata de pás da turbina T106. Representação esquemática 3D da Malha B, com as respectivas condições de fronteira. (Cutrone et al., 2008)	63

Lista de Figuras

- 4.3. Evolução da distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial, para uma secção da cascata de pás T106 a meio da envergadura. a) Comparação entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, utilizando o modelo de turbulência $k - \epsilon$ com a malha B; b) Comparação entre o resultados numéricos obtidos com o modelo $k - \epsilon$ e com o modelo $k - \omega$ SST. 66
- 4.4. Distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial, para uma secção da cascata de pás T106 a meio da envergadura. Comparação entre os resultados numéricos obtidos com a malha A e com a malha B. Ambos foram obtidos com o modelo de turbulência $k - \epsilon$ 67
- 4.5. Evolução do escoamento em termos da distribuição do número de Mach, numa secção a meio da envergadura da pá. 67
- 4.6. Representação de uma secção 2D da Malha utilizada para resolver toda a camada limite. A malha do tipo O na zona das pás permite resolver de forma mais adequada a camada limite. a) Pormenor do bordo de ataque da pá. b) Pormenor do bordo de fuga da pá. 69
- 4.7. Evolução da distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial, para uma secção da cascata de pás T106 nas paredes laterais. a) Utilizando os modelos $k - \epsilon$ e $k - \omega$ SST com funções de parede. b) Utilizando o modelo de turbulência Spalart-Allmaras com recurso a funções de parede e resolvendo toda a camada limite. 71
- 4.8. a) Linhas de corrente na zona de sucção da pá obtidas por Cutrone et al. (2008). Neste caso a dimensão do vórtice de passagem é bastante superior aquela que foi obtida no presente trabalho. b) Evolução da distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial, para uma secção da cascata de pás T106 nas paredes laterais, resultados obtidos por Cutrone et al. (2008). . . 72

Lista de Figuras

4.9.	Linhas de corrente e distribuição de pressão superfície da pá T106. a) Superfície de sucção resolvendo toda a camada limite com y^+ máximo na pá igual a 0,48 e com um z^+ máximo na carcaça igual a 0,53. b) Superfície de sucção utilizando funções de parede com y^+ a variar entre 30 e 300. c) Distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial para a cascata de pás T106, secção a meio da envergadura. Comparação entre os resultados experimentais e numéricos.	73
4.10.	Representação das linhas de corrente, nos planos perpendiculares ao sentido do escoamento, posicionados a jusante do bordo de fuga. a) Utilizando funções de parede. b) Resolvendo toda a camada limite.	74
4.11.	Representação dos vectores da vorticidade libertada pelo bordo de fuga, numa secção a meio da envergadura da pá. a) Utilizando o modelo se <i>Spalart-Allmaras</i> e resolvendo toda a camada limite. b) Utilizando o modelo de <i>Spalart-Allmaras</i> e utilizando funções de parede.	75
5.1.	Representação geométrica 3D do andar de turbina transónico de Graz. a) Pormenor da entrada do andar, com as pás do estator a azul e a carcaça a vermelho. b) Pormenor da saída do andar, com as pás do rotor a verde. c) Pormenor da coroa pás do andar, com o cubo a cinzento.	78
5.2.	<i>Malha A</i> utilizada na simulação computacional. a) Representação 2D das secções da carcaça e do cubo. b) Representação 3D do andar modelado. . .	80
5.3.	a) Distribuição das isolinhas referentes à velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do estator ($r = 0,226$). Estes resultados foram obtidos com uma discretização espacial <i>upwind</i> de primeira ordem. b) Distribuição das isolinhas de velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do rotor ($r = 0,238$), para o cálculo de segunda ordem. . . .	83

Lista de Figuras

- 5.4. Distribuição das isolinhas de velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do estator ($r = 0,226$), para o cálculo de segunda ordem.
a) Resultados numéricos. b) Resultados experimentais. 85
- 5.5. Distribuição da relação de pressão $p/p_{0,in}$, comparação entre os resultados obtidos com a *Malha A* de 224.136 nós e com a *Malha B* de 610.067 nós.
a) Resultados a meio da envergadura do estator. b) Resultados a meio da envergadura do rotor. 86
- 5.6. Distribuição da relação de pressão $p/p_{0,in}$, comparação entre os resultados obtidos a *Malha B* de 610.067 nós e com a *Malha C* composta por 395.296 nós. a) Resultados a meio da envergadura do estator. b) Resultados a meio da envergadura do rotor. 87
- 5.7. a) Distribuição das isolinhas referentes à velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do estator ($r = 0,226$). b) Distribuição das isolinhas de velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do rotor ($r = 0,238$). Estes resultados foram obtidos a partir da *Malha C*. 89

Lista de Tabelas

3.1. Equações que permitem determinar a viscosidade turbulenta para os diferentes modelos de turbulência (Fluent, 2006).	45
4.1. Opções seleccionadas no código FLUENT® para análise do escoamento turbulento na cascata de pás T106 (Fluent, 2006).	64
5.1. Dados relativos à geometria utilizada e condições de operação em que esta foi testada experimentalmente (Göttlich et al., 2006).	77
5.2. Opções seleccionadas no código FLUENT® para o teste de qualidade da malha no andar de turbina (Fluent, 2006).	81
5.3. Opções seleccionadas no código FLUENT® para a análise do escoamento turbulento no andar de turbina(Fluent, 2006).	82

1. Introdução

Um dos grandes desafios do século XXI, ao nível da engenharia, é o de garantir uma produção suficiente de energia sem prejudicar o, já fragilizado, meio ambiente. Para tal devem desenvolver-se sistemas cada vez mais eficientes e fiáveis, que garantam uma produção sustentável de energia com o recurso a fontes renováveis. Segundo esta perspectiva o Biogás (CH_4 – Metano) proveniente da biomassa poderá ser o combustível que, no futuro, alimentará as nossas centrais termoeléctricas¹.

Como tal é de esperar que a tecnologia de produção de energia eléctrica, através de turbinas a gás, esteja em constante desenvolvimento. O projecto computacional de pás de turbinas (CFD - *Computational Fluid Dynamics*) tem, durante a fase de projecto, um papel fundamental na optimização destes sistemas. A constante evolução dos códigos 3D associada com os progressos científicos na área do processamento de dados e imagem, fornecem ao projectista um ambiente cada vez, mais amigável no que concerne à análise e interpretação de resultados, permitindo reduzir significativamente o tempo de projecto, os seus custos e riscos.

É, no entanto, importante referir as limitações dos métodos computacionais. Segundo Páscoa (2007) a complexidade do escoamento que um método numérico consegue modelar é limitada pela capacidade e velocidade de processamento do computador, pela eficiência numérica do algoritmo e pelo modelo físico-matemático escolhido.

Um outro factor importante é referido por Langston (2001): “CFD *follows the experimenter, not the other way around.*” Como tal é bastante importante que o cálculo computacional seja sempre apoiado em resultados empíricos, de forma a proceder-se à verificação do modelo de turbulência mais apropriado. Após essa verificação, é possível, e dentro das limitações já referidas, analisar os mais diversos fenómenos físicos e até alterar a física do próprio escoamento, tendo o cuidado de não modificar o seu regime, uma vez que corremos o risco de cair fora da região de validade do modelo físico-matemático.

¹Segundo dados de 1999 do Instituto dinamarquês de agricultura e pescas, a Dinamarca através de 20 centrais, possui uma capacidade máxima de produção de biogás na ordem dos 15000 m³/dia.

1. Introdução

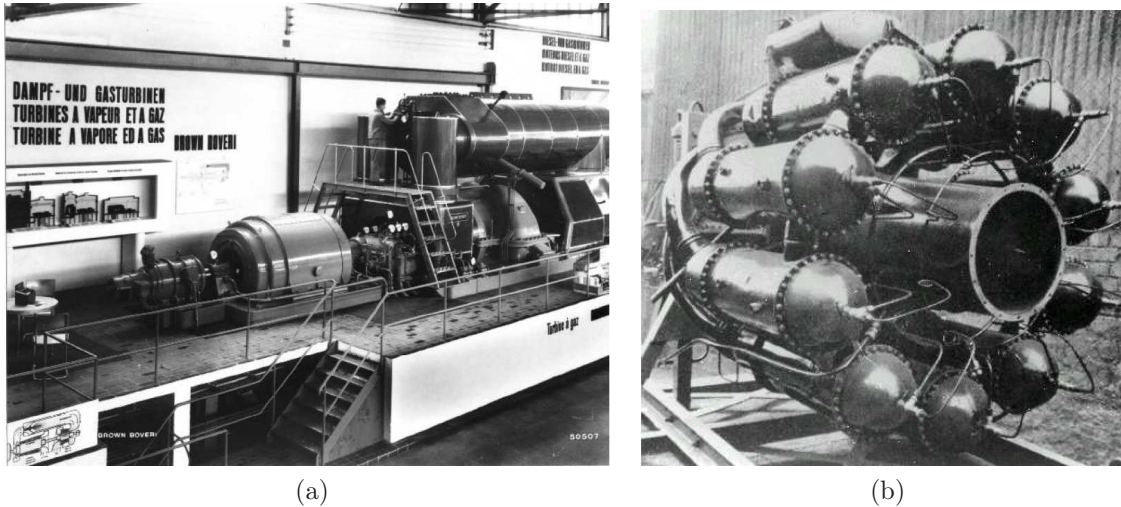


Figura 1.1.: a) Primeira unidade construída para unicamente produzir energia eléctrica (4000 kW), esta foi somente instalada em 1939 numa central eléctrica em Neuchatel, Suíça (Giampaolo, 2006). b) Motor *W1* desenvolvido por *Frank Whittle* em 1930 (Smith et al., 2009).

1.1. Primeiros anos

O desenvolvimento de turbinas a gás teve nos seus primeiros anos uma evolução lenta. A primeira unidade de turbina a gás e compressor foi construída pela *Brown Boveri Company* - BBC em 1905. Esta foi instalada na *Marcus Hook Refinery* nos arredores de Filadélfia, E.U.A., tinha uma capacidade total de produção de energia na ordem dos 5300 kW/h (sendo 4400 kW/h para a produção de ar comprimido e 900 kW/h para a produção de electricidade). A primeira unidade construída para produzir unicamente energia eléctrica (4000 kW) foi instalada somente em 1939 numa central eléctrica em Neuchatel, Suíça (Giampaolo, 2006), veja-se a Fig.1.1-a).

Cedo também se perceberam as vantagens proporcionadas pela implementação de turbinas a gás na propulsão aeronáutica. *F. Whittle* registou a sua primeira patente em 1930 e cinco anos mais tarde *H. P. von Ohain* registou secretamente a sua patente n.º 317/38. No entanto coube a von Ohain a honra de conseguir o primeiro voo com motor a jacto, a 27 de Agosto de 1939. Dois anos mais tarde o motor projectado por Whittle teve também o seu primeiro voo (Soares, 2008), veja-se a Fig.1.1-b).

1.2. Aplicações de turbinas a gás em sistemas electromecânicos de produção de energia

Pode afirmar-se que a turbina é, nas suas mais diversas formas, o equipamento mais satisfatório para a produção de energia mecânica (Cohen et al., 1996). O que distingue cada uma das suas formas é, em particular, o fluido de trabalho. Neste trabalho apenas será abordado o tema relativo às turbinas a gás. Estas dividem-se em três grandes tipos de aplicação: as aplicações aeronáuticas; as aplicações navais; e as aplicações terrestres.

1.2.1. Aplicações terrestres

Uma das grandes desvantagens da utilização das turbinas hidráulicas, ou de vapor, é a necessidade de ter uma grande quantidade de água disponível. Esta é necessária para mover as pás ou produzir o vapor necessário para o mesmo efeito. No caso das turbinas a vapor existe ainda a desvantagem adicional de a produção de vapor, a alta temperatura e pressão, ser um processo bastante dispendioso. Uma outra desvantagem reside no facto de nas centrais eléctricas a vapor os gases provenientes da câmara de combustão nunca atingirem a turbina, sendo apenas utilizados para a produção de vapor, o que leva a um desperdício de energia.

Logo após a segunda grande guerra, com o aparecimento das turbinas a gás, surgiu a possibilidade de implementar centrais de produção de energia eléctrica de forma compacta. Aproveitando-se o facto de o fluido de trabalho serem os próprios gases resultantes da câmara de combustão, o que reduz significativamente a dimensão da própria central, já que exclui todos os equipamentos necessários à produção de vapor.

A principal vantagem da produção de energia eléctrica com a utilização de turbinas de gás deve-se ao facto de ser um meio compacto, em dimensão e peso, capaz de produzir uma grande quantidade de energia (Boyce, 2006). Ainda assim as centrais que operam a um ciclo termodinâmico de vapor possuem rendimentos geralmente superiores, claro que à custa de maior complexidade.

1.2.1.1. Turbinas a gás de elevada capacidade

São as maiores unidades de turbina a gás existentes para produção de energia eléctrica. Possuem a capacidade de gerar potências da ordem dos 3 MW a 480 MW, com rendimentos

1. Introdução

de 30-40% . Este tipo de equipamentos sofreu várias alterações desde a sua introdução no mercado, nos anos 50, conseguindo-se obter nos dias de hoje taxas de compressão na ordem dos 35:1.

A evolução da investigação de novos materiais, e sistemas de arrefecimento, também contribuiu significativamente para o aumento do rendimento térmico destes equipamentos. Pode-se presentemente operar com temperaturas da ordem dos 1371°C na entrada das turbinas de alta pressão, atingindo desta forma rendimentos na ordem dos 50% (Boyce, 2006).

Na Fig.1.2 está representada uma turbina a gás, de elevada capacidade, desenvolvida pela empresa de origem francesa Alstom. Esta é capaz de gerar potências de cerca de 281 MW (GT 26), sendo que no caso de funcionar com ciclo combinado há 10 MW que são indirectamente produzidos por uma turbina a vapor. Este tipo de turbinas foram especialmente desenvolvidas, por este fabricante, para operarem em ciclo combinado, no entanto também existe a possibilidade de operar num ciclo simples de *Joule-Brayton*, veja-se a Fig.1.3. Estas foram projectadas para utilizar gás natural como combustível e *fuel oil* como combustível secundário. O compressor é composto por pás de reacção subsónicas, atingindo uma taxa de compressão de 32:1. A turbina é composta por um andar de alta pressão e por quatro andares de baixa pressão, opera a uma velocidade de rotação nominal de 3600 rpm e possui uma capacidade de turbinar 445 kg/s a uma temperatura de 612 °C (Power, 2009).

1.2.1.2. Turbinas a gás derivadas da indústria aeronáutica

Como o próprio nome indica estas são unidades que derivam de sistemas desenvolvidos para serem implementados na propulsão aeronáutica. Com a implementação em terra destes motores pretendeu-se aproveitar a capacidade da indústria aeronáutica, em particular no projecto de motores de pequenas dimensões, com potências relativamente elevadas. Estas turbinas operam numa gama potência de 2,5 MW até 50 MW com um rendimento que varia entre 35% e 45%. Têm portanto potências significativamente inferiores às referidas na secção anterior.

Na Fig.1.4-a) apresenta-se uma turbina a gás derivada da industria aeronáutica desenvolvida pela empresa de origem americana *General Electric*. Este tipo de turbinas é composto por dois veios, e foi especialmente desenvolvido para operar num ciclo simples de *Joule-Brayton*, é capaz de gerar potências na ordem dos 44,8 MW com 42,7% de rendimento térmico. Esta é composta por dois compressores, um primeiro de baixa

1. Introdução

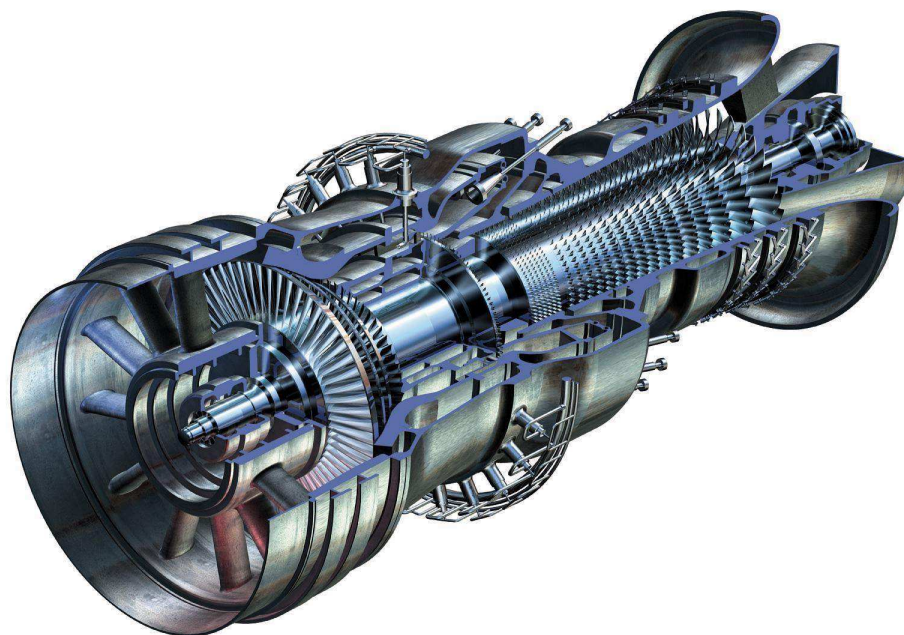


Figura 1.2.: Turbina Alstom GT24/GT26 (188 MW, 60 Hz; 281 MW 50 Hz). Este tipo de sistema electromecânico de produção de energia eléctrica pode ser utilizado em ciclos simples e em ciclos combinados (*Power, 2009*).

pressão constituído por cinco andares e um outro de alta pressão composto por catorze andares de compressão, permitindo atingir uma taxa de compressão de 28,5:1. A câmara de combustão é do tipo anular e a turbina é composta por dois andares de alta pressão e por seis andares de baixa pressão (*Energy, 2005*).

1.2.1.3. Turbinas a gás do tipo industrial

São sistemas bastante utilizados na indústria petro-química, estes são especialmente projectados para funcionar em regime de co-geração, possuindo a capacidade de produzir energia eléctrica e de alimentar um qualquer outro processo mecânico e/ou térmico. Conseguem gerar potências que vão desde 2,5 MW até 15 MW, com um rendimento inferior a 30%.

Na Fig.1.4-b) está representada uma turbina a gás do tipo industrial com a capacidade de gerar potências na ordem dos 6 MW. Esta é composta por um compressor axial de onze andares capaz de gerar taxas de compressão de 14,8:1. Este sistema pode ser constituído apenas por uma turbina de alta pressão (um veio) de dois andares, ou então com duas turbinas (dois veios), uma de alta e uma outra de baixa pressão, ambas com

1. Introdução

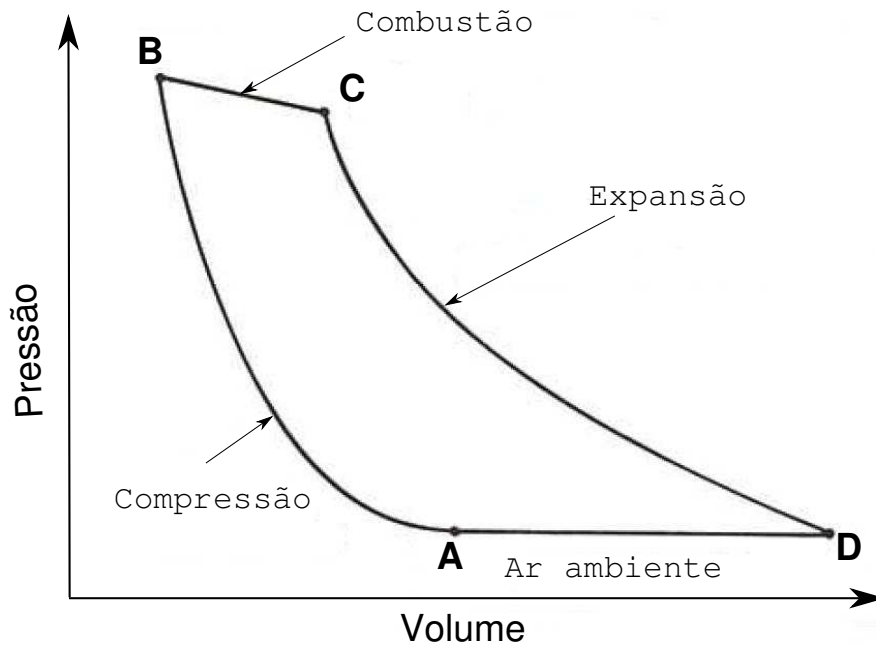


Figura 1.3.: Diagrama de volume-pressão de um ciclo simples de Brayton. O ponto A representa o ar a pressão atmosférica que é comprimido ao longo da linha AB. De B até C é adicionado calor ao processo, aumentando o volume de ar. De C para D o ar resultante da combustão é expandido pela turbina.

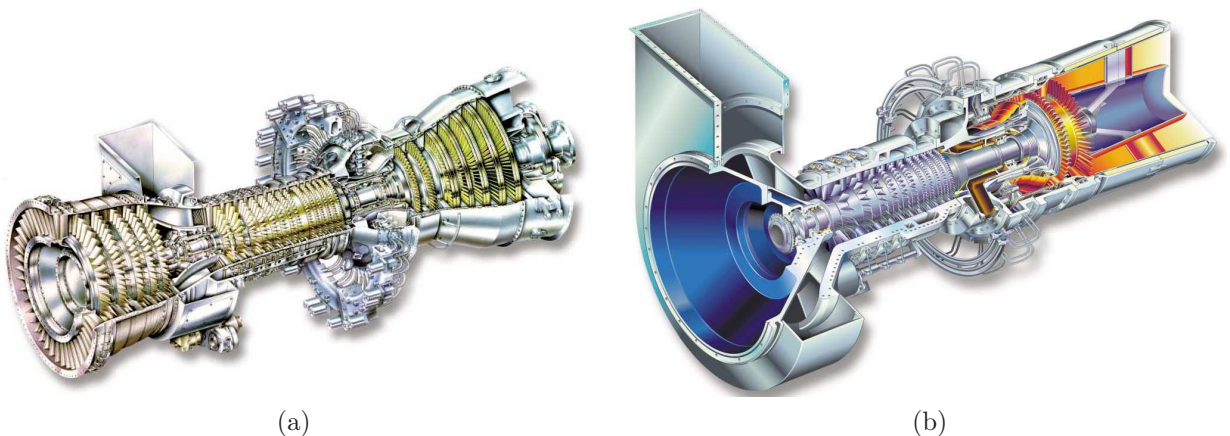


Figura 1.4.: a) *General Electric LM6000 Gas Turbine* - Esta turbina deriva do motor de avião *GE CF6-80C2*, possui a capacidade de gerar potências na ordem dos 44,8 MW. b) *General Electric GE5 Industrial Gas Turbine* - Esta turbina possui a capacidade de gerar potências na ordem dos 6 MW (*Energy, 2005*).

1. Introdução

dois andares. A versão constituída apenas por um veio tem como principal finalidade produzir energia eléctrica e calor num processo de co-geração. A versão constituída por dois veios permite que a turbina de baixa pressão atinja velocidades de rotação na ordem dos 12.500 rpm, fornecendo desta forma uma quantidade substancial de energia mecânica (Energy, 2005).

1.2.2. Aplicações aeronáuticas

A indústria aeronáutica foi a grande impulsionadora desta tecnologia, uma vez que permitiu criar sistemas cada vez mais compactos e potentes que pudessem ser integrados num pequeno avião. Isto levou a um maior dinamismo no que toca ao desenvolvimento de sistemas terrestres cada mais compactos e eficientes, capazes de produzir mais energia que os sistemas convencionais da altura, e ocupando um espaço cada vez mais reduzido. É, desta forma, importante descrever algumas destas tecnologias.

Segundo Soares (2008) existem duas formas de agrupar os motores de avião, uma primeira distingue os motores que utilizam compressor axial dos que utilizam compressor radial. Uma segunda forma, distingue os motores que utilizam uma hélice movida por uma turbina a gás para propulsionar a aeronave, os denominados *turboprop* ou *turbofan*, dependendo do modo de funcionamento, dos que utilizam os gases de escape para impulsionar a aeronave, os denominados *turbojet*. Na Fig.1.5 está representado um dos primeiros motores do tipo *turbofan* desenvolvidos, assim como os seus principais componentes.

1.3. Princípio de funcionamento da turbina a gás

A principal função da turbina é fornecer energia mecânica, sob a forma de binário ao veio. Para tal extrai energia dos gases provenientes da câmara de combustão, a alta temperatura e pressão, expandindo-os para uma pressão e temperatura mais baixas.

A turbina que permite fornecer o binário necessário para um determinado processo pode ser constituída por vários andares, cada um deles constituído por um conjunto de pás fixas (estator) e por um conjunto de pás móveis (rotor). O número de andares depende da relação entre a potência que se pretende extrair do gás, da velocidade de rotação pretendida e do diâmetro máximo de projecto (Soares, 2008).

Existem três tipos de turbinas: impulso; reacção; e a junção entre as duas primeiras, as denominadas turbinas de impulso-reacção, veja-se a Fig.1.6-a). Nas turbinas de impulso

1. Introdução

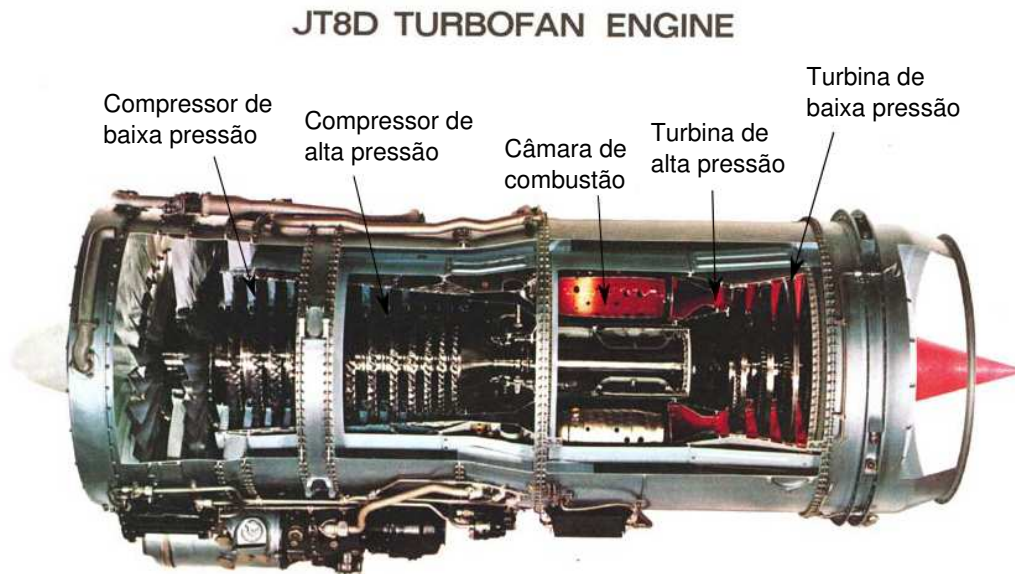


Figura 1.5.: *Pratt & Whitney JT8D Turbofan engine* - O JT8D foi um dos primeiros motores do tipo “bypass”. Este motor também possui uma derivação para aplicações industriais, o FT8 (Pratt e Whitney, 2009).

a redução de pressão total através de cada andar dá-se no estator, aumentando assim a velocidade do escoamento à medida que diminui a pressão. O gás é então direccionado para o rotor que sofre uma força de acção, causada pelo impacto e deflexão a alta velocidade do escoamento nas pás. Nas turbinas de reacção o estator é projectado para, apenas, direccionar o escoamento sem afectar a sua pressão total. Seguidamente as pás do rotor devido à sua forma geométrica, sofrem uma força de reacção, resultante da aceleração do escoamento desde a sua entrada, no bordo de ataque, até à sua saída, no bordo de fuga.

Normalmente as turbinas são construídas utilizando uma combinação dos dois princípios referidos no parágrafo anterior, impulso/reacção. O que define o grau de implementação destes dois princípios ao longo da envergadura da pá é o denominado *grau de reacção*. Segundo Rolls-Royce (1996), o *grau de reacção* varia ao longo da pá, atingindo o seu valor inferior na zona do cubo e o seu valor superior na zona da carcaça, na zona a meio da envergadura o seu valor é, em termos de percentagem, cerca de 50%.

Para uma melhor compreensão da física de cada problema deve-se entender como ocorre a transferência de energia dos gases de escape, provenientes da câmara de combustão, para a turbina. À medida que o gás é expandido no processo de combustão ele é

1. Introdução

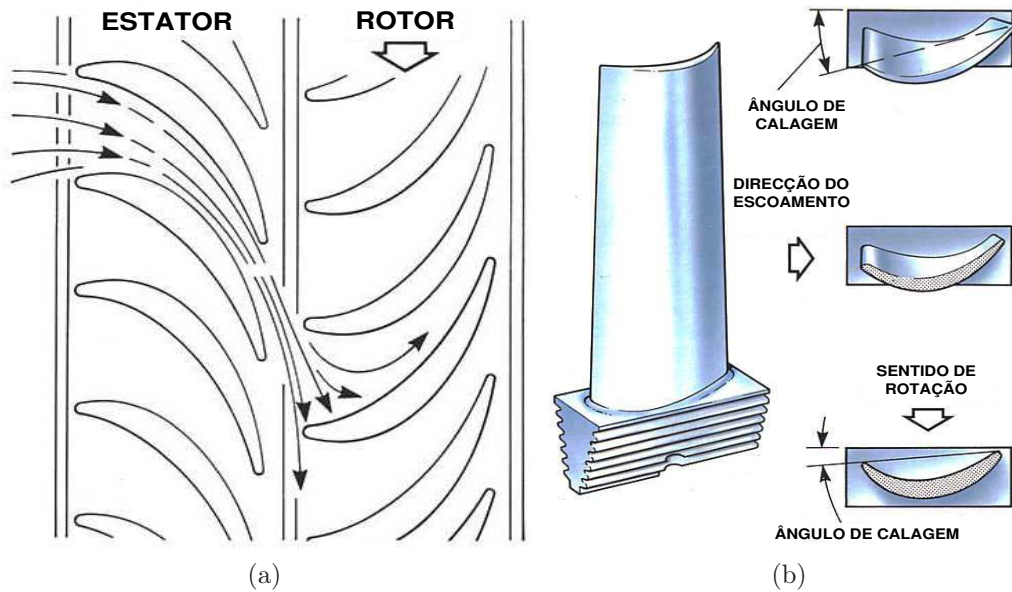


Figura 1.6.: a) Pás de turbina do tipo impulso-reacção, neste caso a movimentação do rotor ocorre devido à força de acção desenvolvida pelo gás e à força de reacção resultante da aceleração do escoamento. b) Pá de turbina típica, apresentando um ângulo de calagem inferior na zona do cubo e um ângulo de calagem superior na zona da carcaça (adaptado deRolls-Royce (1996)).

forçado através dos escapes, que devido à sua forma geométrica aceleram o escoamento até, aproximadamente, à velocidade do som. Posteriormente, o escoamento é conduzido pelo estator a entrar no rotor no sentido da sua rotação. Com o impacto no rotor e consequente reacção, através da aceleração do escoamento ao longo das pás, a energia é absorvida, permitindo que o rotor gire a alta velocidade, fornecendo desta forma potência ao veio. Posteriormente, essa potência poderá ser utilizada para movimentar o compressor e/ou alimentar um qualquer processo mecânico ou eléctrico, através da utilização de um alternador.

Uma das características das pás do estator, ou do rotor, é o facto de elas serem “torcidas”, uma vez que possuem um ângulo de calagem menor na zona do cubo e maior na zona da carcaça. O motivo desta forma geométrica é fazer com que o escoamento resultante da câmara de combustão seja aplicado a toda a envergadura da pá, de forma assegurar que este entre no sistema de escape com uma velocidade axial uniforme, veja-se a Fig.1.6-b).

1.4. Projecto CFD de turbinas a gás

Desde a sua implementação que o CFD tem tido um papel de relevo na área de projecto em engenharia. Isto verifica-se apesar das muitas discordâncias quanto à sua validade. É um facto que a utilização de modelos numéricos na simulação de escoamentos, por mais simples ou complexos que eles sejam, acarreta sempre erros. No entanto e de igual modo, não existe nenhum método experimental que seja 100% eficaz e exacto. Cedo se aprende que qualquer instrumento de medição, por mais preciso que seja, acarreta sempre uma margem de erro. Isto não nos leva a descartar os métodos experimentais nem a questionar a sua validade, traduz-se sim na necessidade de compreender qual a margem de erro a eles associada e a contabilizá-la nos resultados finais. Com o CFD passa-se exactamente a mesma coisa, nenhum resultado só por si pode ser completamente exacto e preciso. É da responsabilidade do projectista avaliar a verdadeira dimensão do erro computacional. Como tal, este para além de possuir bons conhecimentos na área da modelação numérica, deve também possuir uma certa sensibilidade, e experiência, na compreensão da física do problema, apoiando-se sempre nos resultados experimentais.

1.4.1. Modelação computacional em grande escala de turbinas a gás

A única forma de avaliar a totalidade das perdas que ocorrem nos vários componentes de uma turbina a gás é através da realização de simulações em grande escala. Isto deve-se à propagação das perdas que, devido à interacção estator-rotor, se vão intensificando ao longo dos vários andares do compressor ou turbina. Como tal esta modelação deve englobar a simulação de todos os principais componentes existentes na turbina a gás (compressor, câmara de combustão e turbina), o que nem sempre é possível.

A maior limitação destas simulações é a necessidade de exigirem uma enorme capacidade de cálculo. A título de exemplo pode referir-se a modelação numérica, não-estacionária, realizada por van der Weide et al. (2005) no *Lawrence Livermore National Laboratory*, Livermore, EUA. Nesta simulação modelou-se em separado um compressor com onze andares de alta pressão e uma turbina, com um andar de alta pressão e um outro de baixa pressão. As malhas utilizadas neste cálculo apresentam uma dimensão² de 219.299.840 nós (5,7 GB³) para o compressor e de 87.865.344 (2,1 GB) nós para a

²Estas dimensões são referentes a malhas com uma revolução de 360^o, as denominadas *full-wheel grids*.

³Quando armazenadas em dupla precisão.

1. Introdução

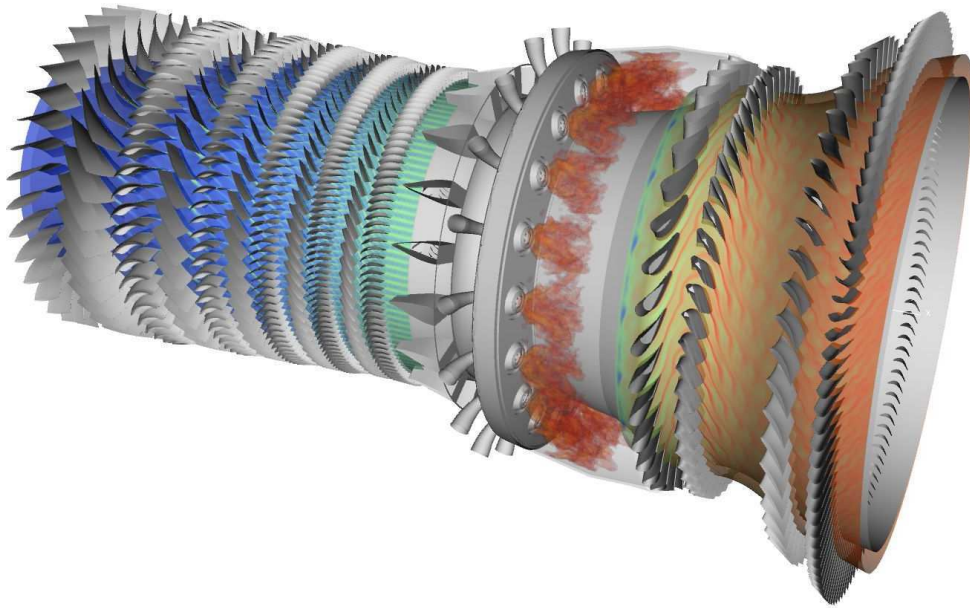


Figura 1.7.: Simulação computacional, de larga escala, de um motor de avião. Compressor: isolinhas de entropia; Câmara de combustão: isolinhas de temperatura; Turbina: isolinhas de entropia (Schluter et al., 2005).

turbina. O cálculo não-estacionário, para a turbina, foi realizado numa máquina com 600 processadores durante 93 horas, isto para apenas 593 “passos de tempo”⁴, o que neste caso significava $1/6$ de uma revolução. Na modelação não estacionária do compressor, foi utilizado o mesmo computador, o tempo de cálculo para um ângulo de rotação de dois graus foi de 20 horas.

Outra forma, não tão precisa, de realizar estes cálculos é utilizando o mínimo múltiplo comum do número de pás dos vários andares do compressor e da turbina. Desta forma consegue-se baixar o “peso” computacional e diminuir o tempo de cálculo. Schluter et al. (2005) executaram uma simulação deste tipo para um compressor de alta pressão de 11 andares e para uma turbina com uma andar de alta pressão e um outro de baixa pressão. Neste caso foi simulada uma secção correspondente a 20 % do motor, uma vez que este era o ângulo mínimo necessário para se conseguir calcular um injector de combustível, veja-se a Fig.1.7.

⁴Considera-se como “passo de tempo” uma determinada posição da malha num dado período de tempo.

1.4.2. Metodologia de projecto em CFD

De forma a obter-se uma solução computacional o mais próximo possível da realidade física, o projectista deve planear de uma forma adequada a sua análise CFD. Só através de um plano rigoroso é possível obter resultados satisfatórios para as propriedades físicas de um dado escoamento.

Inicialmente devem ser definidos os objectivos da modelação em causa e os resultados que pretendemos obter (Fluent, 2006). Devemos perceber quais os modelos físico-matemáticos que podemos implementar e as simplificações que podemos assumir. Da mesma forma, devemos predefinir qual o nível de detalhe que pretendemos atingir e a prioridade com que necessitamos dos resultados. Devemos, também, criar os limites do domínio de cálculo e garantir que temos as condições de fronteira necessárias para esses limites.

Posteriormente, devemos proceder à geração da malha. Neste campo deve conhecer-se a complexidade física do problema, visto ser esta a única forma de criar uma malha com uma resolução adequada para uma boa definição do escoamento. Assim, devemos perceber onde irão ocorrer gradientes elevados, com o objectivo de gerar uma malha mais refinada nessas regiões. Deve-se também conhecer, à priori, o regime de escoamento que pretendemos modelar, uma vez que para escoamentos a elevado número de Reynolds podemos utilizar malhas esparsas e devemos utilizar malhas mais refinadas na modelação de escoamentos a baixo número de Reynolds. Após a obtenção de uma solução preliminar, é ainda possível, no caso do FLUENT[®], usar a função *Adapt* para adaptar a malha a uma determinada propriedade física do escoamento (Fluent, 2006). Um outro factor bastante importante é relativo à qualidade da malha em si, uma malha suave é “meio caminho” para a obtenção de uma boa e rápida convergência.

De seguida devemos definir os parâmetros da solução, especificando o modelo físico-matemático a ser aplicado. Deve-se, também, definir as propriedades dos materiais envolvidos e impor as condições de fronteira e de operação. Podemos então proceder à inicialização do cálculo e à activação da monitorização de convergência adequada. Depois de obtida a solução devemos verificar a qualidade da convergência, que é atingida quando a mudança na solução das variáveis de uma iteração para a outra é negligenciável e quando se atinge uma conservação das principais propriedades do escoamento (Fluent, 2006).

Finalmente, devemos verificar a precisão dos resultados numéricos obtidos. Isto deve ser feito através de uma comparação directa com resultados experimentais. Esta precisão dos resultados é, para além de dependente do modelo utilizado, também dependente da

1. Introdução

própria malha. Como tal a realização de um estudo de independência da malha é de todo importante. Esta independência é atingida sempre que a, menor ou maior, resolução da malha seja negligenciável em termos de resultados. Na Fig.1.8 estão representados procedimentos a adoptar durante um processo de cálculo computacional.

1.4.2.1. Geração da malha

Como já foi referido a qualidade da malha é um factor de extrema importância numa qualquer simulação computacional.

Um ponto relativamente importante é a definição dos limites do domínio computacional. Estes, no caso de uma cascata de pás, não devem ser colocados demasiadamente próximos do bordo de ataque. Isto porque, como o escoamento não se consegue ajustar à presença da pá, existe a possibilidade de não se conseguir obter resultados realísticos, a um nível físico, da carga aplicada ao bordo de ataque. Segundo Denton (1992), para uma carga de nível médio aplicada ao bordo de ataque, a fronteira, a montante do domínio computacional pode ser colocado a $1/4 \times passo$ do mesmo bordo de ataque. Para um bordo de ataque sujeito a uma carga de nível mais elevado esta distância já não é aceitável.

No caso do bordo de fuga, e para escoamentos subsónicos, este factor não é tão problemático, isto porque, segundo Denton (1992), a condição de Kutta garante uma carga nula no bordo de fuga. Na Fig.1.9 está representada a extensão do domínio computacional para o caso da cascata de pás linear T106. A Fig.1.9-a) apresenta uma dimensão inadequada para os limites a montante, e a jusante, do domínio de cálculo, na Fig.1.9-b) as dimensões apresentadas já são as adequadas.

Um outro ponto que se deve ter em conta é a dependência dos conectores. De forma a suavizar a malha deve-se, nas interligações dos vários conectores, e sempre na mesma direcção, criar uma dependência entre eles relativamente à distribuição dos pontos da malha. Esta dependência permite que não ocorram passagens abruptas de volumes de controlo de pequena dimensão para volumes de controlo de grande dimensão e vice-versa. Uma fraca suavidade pode levar a uma fraca e lenta convergência. Na Fig.1.10 estão representados dois exemplos 2D de aplicação da dependência dos conectores. Na Fig.1.10-a) está representado o bordo de ataque da cascata de pás linear T106, nesta imagem podemos visualizar uma dependência incorrecta. Na Fig.1.10-b) está representado o bordo de fuga da cascata T106, neste caso a suavidade é bastante notória.

A malha deve ser, sempre que possível, alinhada com o escoamento, isto de forma a

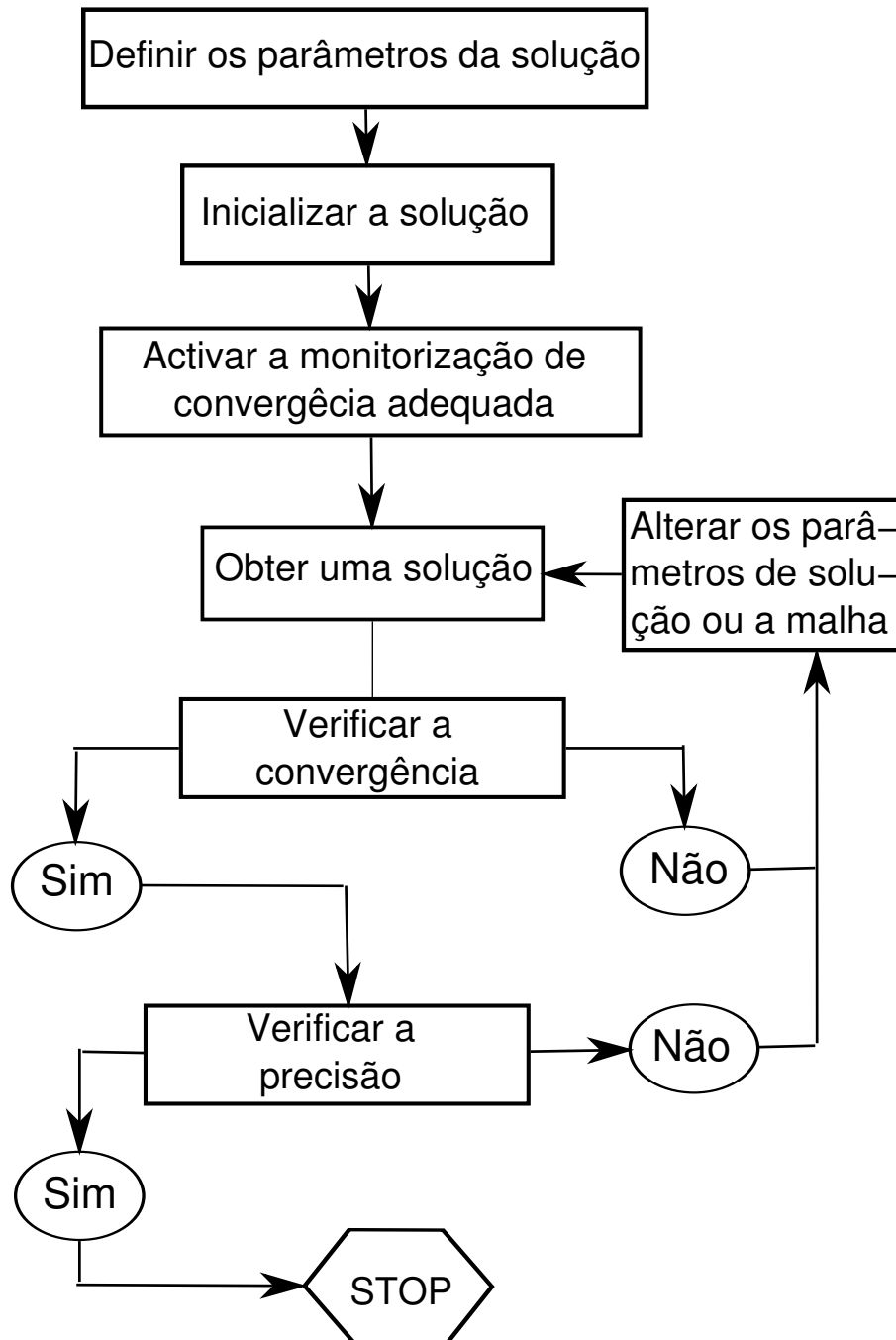


Figura 1.8.: Procedimentos a adoptar durante um processo de cálculo computacional (ANSYS, 2006).

1. Introdução

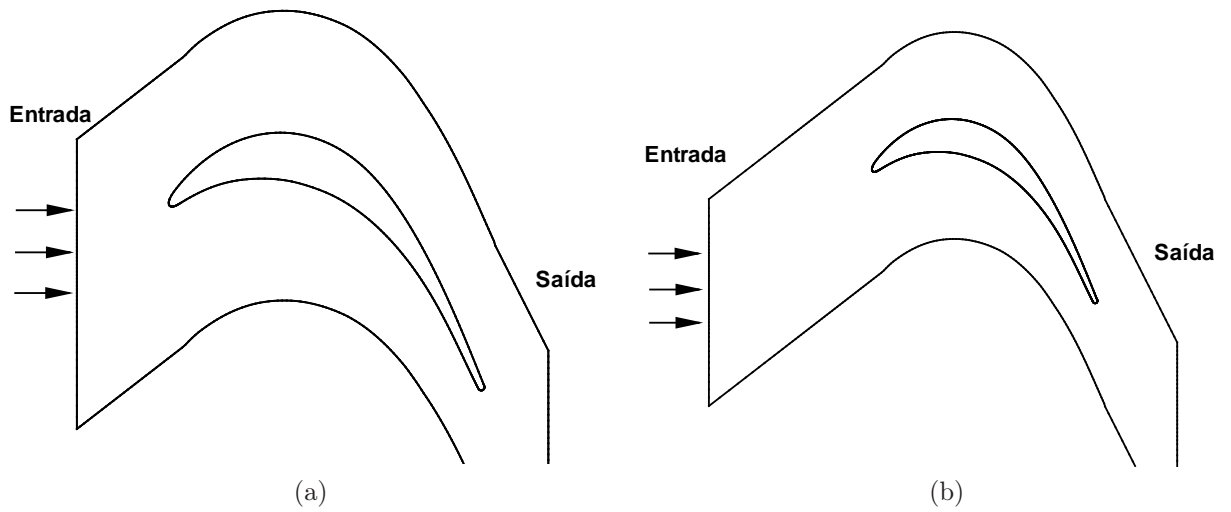


Figura 1.9.: Posição dos limites do domínio computacional na cascata de pás linear T106. a) Limite a montante da pá demasiado próximo do bordo de ataque, neste caso as previsões físicas da carga aplicada ao bordo de ataque podem não ser realistas. b) Distância adequada para o limite a montante do bordo de ataque, esta distância permite que o escoamento se ajuste à presença da pá.

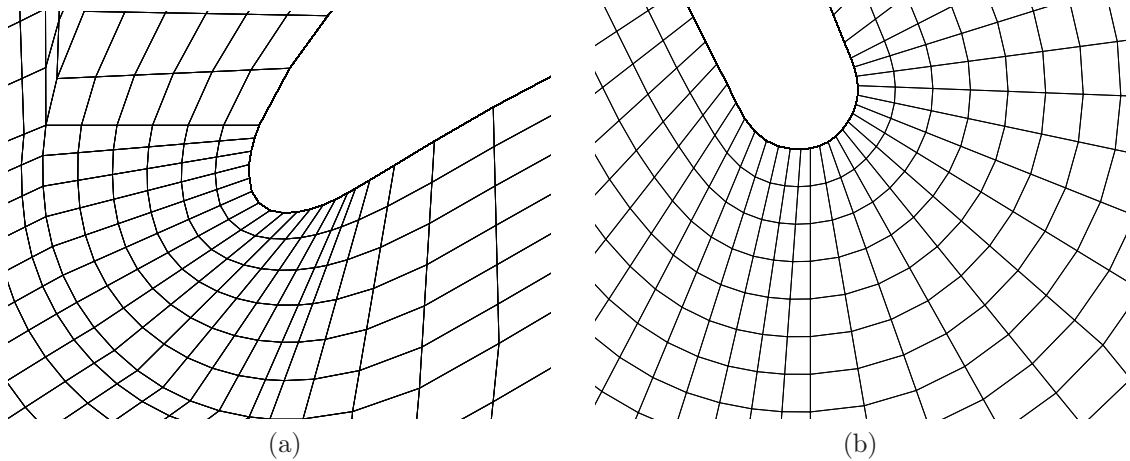


Figura 1.10.: Suavidade da malha, relativamente a passagens abruptas entre os vários volumes de controlo. a) Bordo de ataque da cascata de pás linear T106, nesta imagem podemos visualizar uma dependência desadequada dos vários nós. b) Bordo de fuga da cascata de pás T106, neste caso a suavidade é bastante notória.

1. Introdução

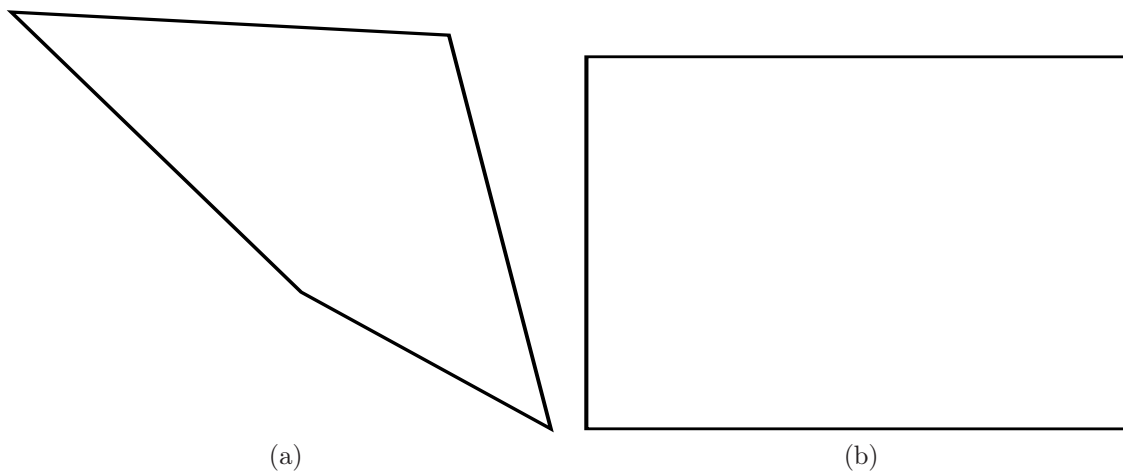


Figura 1.11.: Exemplo 2D de um volume de controlo de uma malha estruturada. a) Volume de controlo excessivamente torcido, este caso pode levar a uma fraca convergência e a uma reduzida precisão. b) Volume de controlo de geometria óptimo, em que os ângulos dos vértices são definidos por um ângulo de 90° .

reduzir a difusão numérica⁵. Uma outra forma de reduzir a difusão numérica é refinando a malha (Fluent, 2006).

Por vezes a tentativa de criação de malhas em geometrias bastante complexas pode levar a malhas com os volumes de controlo demasiado “torcidos”, veja-se a Fig.1.11-a). Estes volumes de controlo levam a uma fraca convergência e a uma reduzida precisão. Por exemplo, no caso de malhas estruturadas um volume óptimo é aquele que possui vértices definidos por um ângulo de 90° , veja-se a Fig.1.11-b). No caso de malhas não estruturadas é preferível que estas possuam um ângulo próximo de 60° (Fluent, 2006).

1.5. Objectivos e contribuições do presente trabalho

Uma breve pesquisa bibliográfica, restringida a um panorama nacional, sobre modelação de turbulência 3D em pás de turbinas, leva-nos a verificar que esta têm sido uma área de menor atenção dos investigadores portugueses. O facto de que, ao nível deste tipo de conhecimento, estarmos em grande parte dependentes do estrangeiro é só por si um factor motivador para a realização deste trabalho.

Este trabalho teve, como principal objectivo, a aquisição e compreensão de alguns conceitos fundamentais sobre modelação computacional de escoamentos turbulentos, quer

⁵O termo difusão numérica também pode ser definido de falsa difusão, isto porque não corresponde a um fenómeno real.

1. Introdução

estes ocorram em cascatas de pás isoladas ou em andares de turbina.

Ao nível da simulação em cascatas de pás isoladas, procurou-se perceber qual a capacidade das funções de parede na modelação de escoamentos turbulentos. As funções de parede, em conjunto com modelos de turbulência de alto número de Reynolds, têm sido bastante utilizadas a um nível industrial. Aqui tentamos demonstrar as fragilidades das funções de parede na modelação de escoamentos turbulentos, onde a presença de paredes sólidas influencia fortemente a física do próprio escoamento. Isto é particularmente importante ao nível dos escoamentos secundários e ao nível de efeitos de transição e separação.

Ao nível da modelação do andar, tentámos demonstrar a capacidade do modelo *mixing plane*. Este, em conjunto com o modelo de *Spalart-Allmaras* e com recurso a funções de parede foi usado na modelação do escoamento turbulento através de um andar transónico de uma turbina de baixa pressão. Este estudo permitiu a aquisição de conhecimentos fundamentais na modelação de escoamentos em andares de turbomáquinas, tendo assim como finalidade servir de referência a futuros trabalhos. Em particular na criação de metodologias de optimização de andares de turbomáquinas.

1.6. Estrutura da dissertação

Após serem descritos os objectivos do trabalho, passa-se agora à descrição da forma como o trabalho se encontra estruturado na presente dissertação.

O primeiro capítulo é de carácter introdutório, neste pretende-se enquadrar o presente trabalho na área do projecto electromecânico de sistemas de produção de energia. É feita uma breve resenha histórica sobre a inclusão de turbinas a gás em ambientes industriais, em centrais de produção de energia e em propulsão aeronáutica. Posteriormente são descritas, de forma sintetizada, algumas aplicações de turbinas a gás em sistemas electromecânicos de produção de energia. De seguida descreve-se o principio de funcionamento da turbina a gás, o que permite compreender melhor a física do problema. Este capítulo é finalizado com uma breve introdução sobre o projecto CFD de turbinas, onde é descrito o método de projecto usando CFD e são apresentadas algumas considerações a ter na geração de malhas.

No segundo capítulo é feita uma revisão ao estado da arte sobre a física de escoamentos secundários. Esta revisão apresenta uma cronologia acerca dos modelos existentes

1. Introdução

sobre a evolução de escoamentos secundários. São também apresentados alguns estudos sobre as perdas resultantes deste fenómeno tão comum em máquinas axiais. Finalmente, são descritas algumas técnicas de controlo e redução de escoamentos secundários em turbinas a gás. Da mesma forma é feita uma revisão bibliográfica sobre a modelação de escoamentos turbulentos em turbinas a gás. Esta secção divide-se em duas subsecções, uma primeira sobre a modelação de turbulência, e uma segunda sobre técnicas de modelação de escoamentos em andares de turbomáquinas.

O terceiro capítulo apresenta uma descrição de como é feita a modelação do escoamento turbulento. Numa primeira parte descrevem-se as equações de governo e, seguidamente, apresenta-se a forma como é feita a modelação de escoamentos utilizando o código comercial FLUENT[®]. Descrevem-se ainda os modelos de turbulência implementados no código e descreve-se a forma como é tratado o escoamento junto das paredes sólidas. Posteriormente refere-se como é feita a modelação de escoamentos em andares de turbomáquinas, utilizando, de igual modo, o código comercial FLUENT[®].

No quarto capítulo pretende-se, através da modelação do escoamento turbulento na cascata de pás linear T106, verificar o modelo físico-matemático a utilizar na modelação do andar transónico. Neste pretende-se, também, avaliar a capacidade das funções de parede na modelação de escoamentos onde a presença das paredes sólidas influencia fortemente a física do problema. Este capítulo tem como outra finalidade a aquisição de conhecimentos fundamentais na geração de malhas.

O quinto capítulo apresenta uma modelação do escoamento turbulento para a turbina de Graz (Göttlich et al., 2006). Neste comparam-se resultados numéricos, obtidos através do modelo de turbulência de Spalart-Allmaras, com os resultados experimentais. Desta forma é possível avaliar a capacidade, deste modelo de turbulência, em conjunto com o modelo *mixing plane* e com recurso a funções de parede, na previsão do campo de escoamento para o andar da turbina. Visto se tratar de um caso desconhecido, é realizado um estudo de independência da malha.

2. Estado da arte

Este capítulo divide-se em duas partes. Na primeira pretende-se, através de uma revisão cronológica, descrever a física do escoamento secundário em turbinas de gás, em particular a forma como ele evolui numa cascata, as perdas a ele associadas e os mecanismos tecnológicos desenvolvidos, ou em desenvolvimento, para controlar e reduzir estas perdas. Numa segunda parte, e da mesma forma, procura-se perceber como é feita a modelação do escoamento viscoso, nomeadamente tendo em vista uma melhor selecção do modelo de turbulência a aplicar ao problema em estudo.

2.1. A física do escoamento secundário em turbinas de gás

Um problema importante que surge no projecto e análise do desempenho de turbinas axiais é a compreensão, análise, previsão e controlo de escoamentos secundários (Langston, 2001). Estes são responsáveis, de acordo com Sharma e Butler (1987), por 30% a 50 % do total das perdas aerodinâmicas, quer elas ocorram no estator ou no rotor.

Quando um escoamento não perturbado entra na carcaça entra também em contacto com a parede sólida e forma-se um escoamento do tipo camada limite. Devido a um desequilíbrio entre os gradientes de pressão impostos e a força centrífuga do fluido na camada limite, que tem baixa velocidade, o fluido acelera em direcção à superfície de sucção das pás que formam o canal de passagem. A camada limite tende a desviar-se provocando um escoamento localizado (Turner, 1955). Este tipo de escoamento, dito secundário, é assim designado sempre que qualquer escoamento não segue a direcção do escoamento primário, ou ideal, ao funcionamento da turbina.

2.1.1. Evolução dos escoamentos secundários

A teoria clássica referente à análise do escoamento secundário foi desenvolvida há mais de cinquenta anos por Smith (1955) e Hawthorne (1955). Uma primeira tentativa teórica de explicar este fenómeno pode compreender-se melhor observando a Fig.2.1, esta representa as componentes da vorticidade à saída das pás, quando é imposto um escoamento com vorticidade à entrada e este é sujeito a um campo de pressões que o desvia ao longo do canal de passagem. Hawthorne (1955), no seu trabalho, descreveu três tipos distintos de mecanismos que contribuem para o desenvolvimento de escoamentos secundários, Sieverding (1985):

1. *Passage vortex* - o vórtice de passagem, corresponde a uma distribuição secundária de circulação, esta ocorre devido à distorção dos filamentos de vórtice oriundos da camada limite a montante da cascata de pás.
2. *Trailing filament vortices* - os filamentos de vórtice de bordo de fuga, estes ocorrem devido ao alongamento dos filamentos de vórtice que passam pelo canal entre pás a diferentes velocidades.
3. *Trailing shed vorticity* - libertação de vorticidade no bordo de fuga, esta é devida à variação de circulação ao longo da envergadura da pá.

O sentido de rotação dos filamentos de vórtice de bordo de fuga e o sentido de rotação da libertação de vorticidade no bordo de fuga é oposto ao sentido de rotação do vórtice de passagem.

Outro trabalho pioneiro sobre a evolução de escoamentos secundários foi desenvolvido por Langston et al. (1977). Neste estudo avaliou-se a evolução de um escoamento tridimensional ao longo de uma cascata de pás. Mais tarde este autor apresentou um modelo (Langston, 1980), que era sustentado nas medições de Langston et al. (1977), veja-se a Fig.2.2-a). Nesta figura representa-se uma cascata de pás plana, de raio infinito (número infinito de pás), esta representação tem como finalidade criar simetria axial de forma a simplificar o modelo, quer ele seja numérico ou experimental. Neste esquema mostra-se que à entrada, e na zona da carcaça, a camada limite separa-se no ponto sela e forma-se um *horseshoe vortex* (vórtice em ferradura). Quando se dá a separação formam-se dois vórtices com sentidos de rotação opostos, o *passage vortex* (vórtice de passagem) e o *counter vortex* (contra-vórtice). Para melhor compreensão deste fenómeno podemos usar a analogia sugerida por Langston (2001), que para descrever a evolução destes dois vórtices considera o contra-vórtice como sendo um “planeta” que gira à volta do “sol”, o vórtice de passagem.

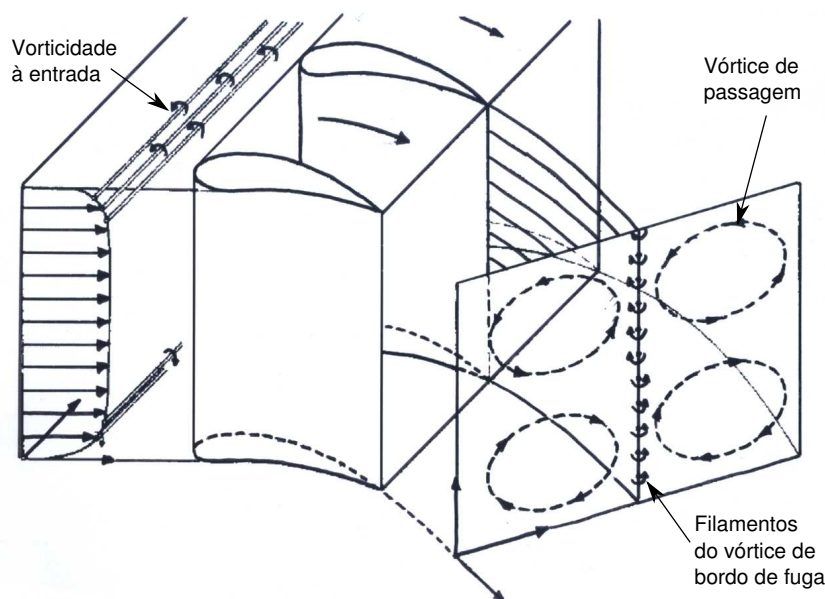
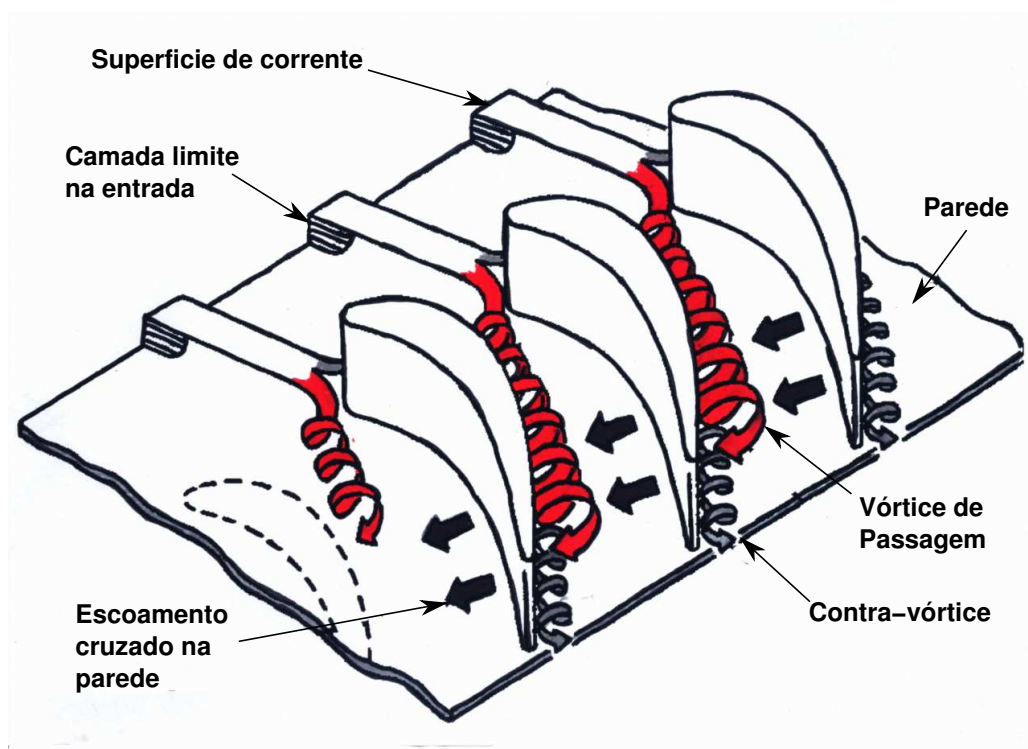


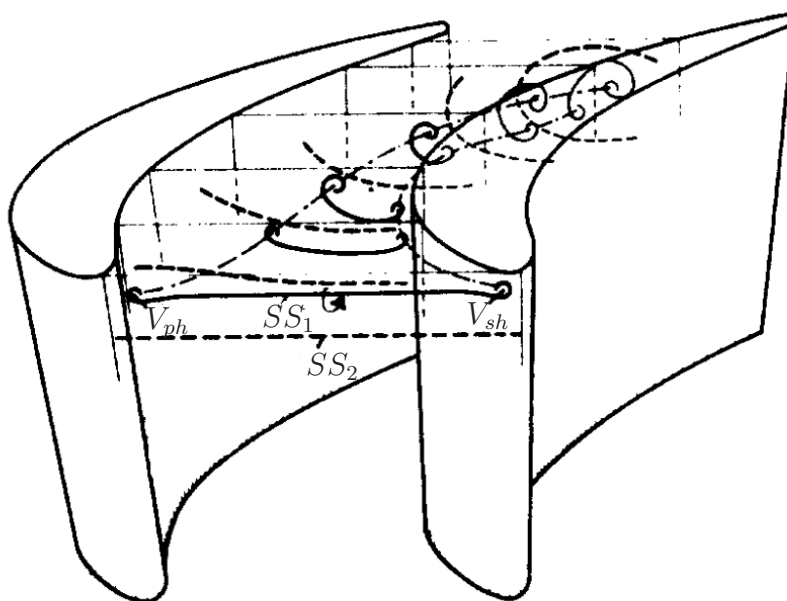
Figura 2.1.: Modelo clássico de escoamento secundário em cascatas de pás apresentado por Hawthorne em 1955. Os números 1 e 2 representam as componentes da vorticidade à saída, quando um escoamento com vorticidade à entrada é sujeito a um campo de pressões sendo desviado ao longo do canal de passagem.

Mais tarde Sieverding e den Bosch (1983), num ensaio a baixa velocidade, apresentaram a evolução e interacção do vórtice de passagem com o contra-vórtice utilizando gases coloridos para marcar dois fluxos inicialmente paralelos a uma carcaça. Na Fig.2.2-b) podemos ver a evolução de cada um dos vórtices, onde: V_{ph} - perna de pressão do vórtice em ferradura; V_{sh} - perna de sucção do vórtice em ferradura; SS_1 e SS_2 - superfícies de corrente. À medida que o escoamento se aproxima do bordo de ataque junto da carcaça, as extremidades laterais da superfície de corrente SS_1 começam a “enrolar” e forma-se a perna de pressão e a perna de sucção do vórtice em ferradura. Posteriormente e devido a uma aceleração do escoamento, enquanto este se desloca em direcção à superfície de sucção da pá, as componentes do vórtice em ferradura acabam por se transformar no vórtice de passagem e no contra-vórtice (Sieverding, 1985).

Uma revisão detalhada dos trabalhos de investigação desenvolvidos até 1985 está descrita em Sieverding (1985). No final da sua revisão bibliográfica Sieverding conclui que o objectivo da investigação do escoamento secundário não se resume apenas a descrever como este evolui, mas também avaliar as consequências de todos os aspectos com ele relacionados, em particular os vórtices do bordo de ataque e as linhas de separação a eles associadas. É necessário avaliar se estas consequências se traduzem em efeitos aerodinâ-



(a)



(b)

Figura 2.2.: Evolução de escoamentos secundários. a) Resultados obtidos por Langston (1980). Neste esquema mostra-se que à entrada, e na zona da carcaça, a camada limite separa-se no ponto sela e forma-se um *horseshoe vortex* (vórtice em ferradura). Quando se dá esta separação formam-se dois vórtices com sentidos de rotação opostos, o *passage vortex* (vórtice de passagem) e o *counter vortex* (contra-vórtice). b) Resultados obtidos por Sieverding e den Bosch (1983). Evolução, e interacção do vórtice de passagem com o contra-vórtice.

2. Estado da arte

nicos de importância local ou global, o que também influencia a escolha do método mais apropriado para a análise do escoamento secundário, de forma a entender os seus efeitos sobre o rendimento.

Sharma e Butler (1987) propuseram um comportamento diferente do da Fig.2.2-a), como se pode ver na Fig.2.3-a). Este modelo de escoamento foi deduzido através de trabalhos de outros autores e de ensaios realizados pelos próprios. Os resultados foram utilizados para formular um modelo semi-empírico com o objectivo de estimar as perdas numa turbina. Uma das suas maiores descobertas foi a confirmação de que as perdas associadas à camada limite, na entrada, se propagam através da cascata sem causar perdas adicionais, e que o seu efeito é portanto independente, ao contrário do que foi afirmado por Hawthorne (1955) no seu modelo clássico, que as fazia depender do valor da deflexão, (Langston, 2001).

Por outro lado Wang et al. (1997) utilizaram, da mesma forma que Sieverding e den Bosch (1983), gases coloridos para visualizar a evolução dos escoamentos secundários, o resultado desta investigação encontra-se esquematizado na Fig.2.3-b). A grande alteração que este estudo veio trazer aos modelos descritivos da evolução de escoamentos secundários foi o aparecimento de vórtice de parede e do vórtice de canto, ambos induzidos pelo vórtice de passagem. Este trabalho veio trazer mais complexidade ao mundo dos escoamentos secundários, tendo levado Langston (2001) a sugerir futuras investigações com o objectivo de verificar se estas modificações para o modelo de escoamento secundário são reais. Para tal sugere a realização de medições de pressão, velocidade e vorticidade.

Para melhor se compreender a evolução dos escoamentos secundários numa dada geometria é necessário prever onde irá ocorrer o ponto sela, este é o responsável pela ocorrência do vórtice em ferradura e, conseqüentemente, da separação das linhas de corrente, que por sua vez irão originar o vórtice de passagem e o contra-vórtice. Eckerle e Awad (1991) através de um estudo mais aprofundado, e após terem efectuado extensas medições, para várias velocidades do escoamento de aproximação em torno de um cilindro, conseguiram encontrar um parâmetro adimensional de correlação,

$$Ec = (Re_D)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{D}{\delta^*} \right), \quad (2.1)$$

onde Re_D é o número de Reynolds, D representa o diâmetro do cilindro e δ^* corresponde à espessura de deslocamento da camada limite na zona do bordo de ataque do cilindro (antes de introduzir o cilindro). Os resultados por eles obtidos demonstram que para $Ec > 1000$ não ocorria rotação do escoamento no plano de simetria a montante do cilindro, e que o

2. Estado da arte

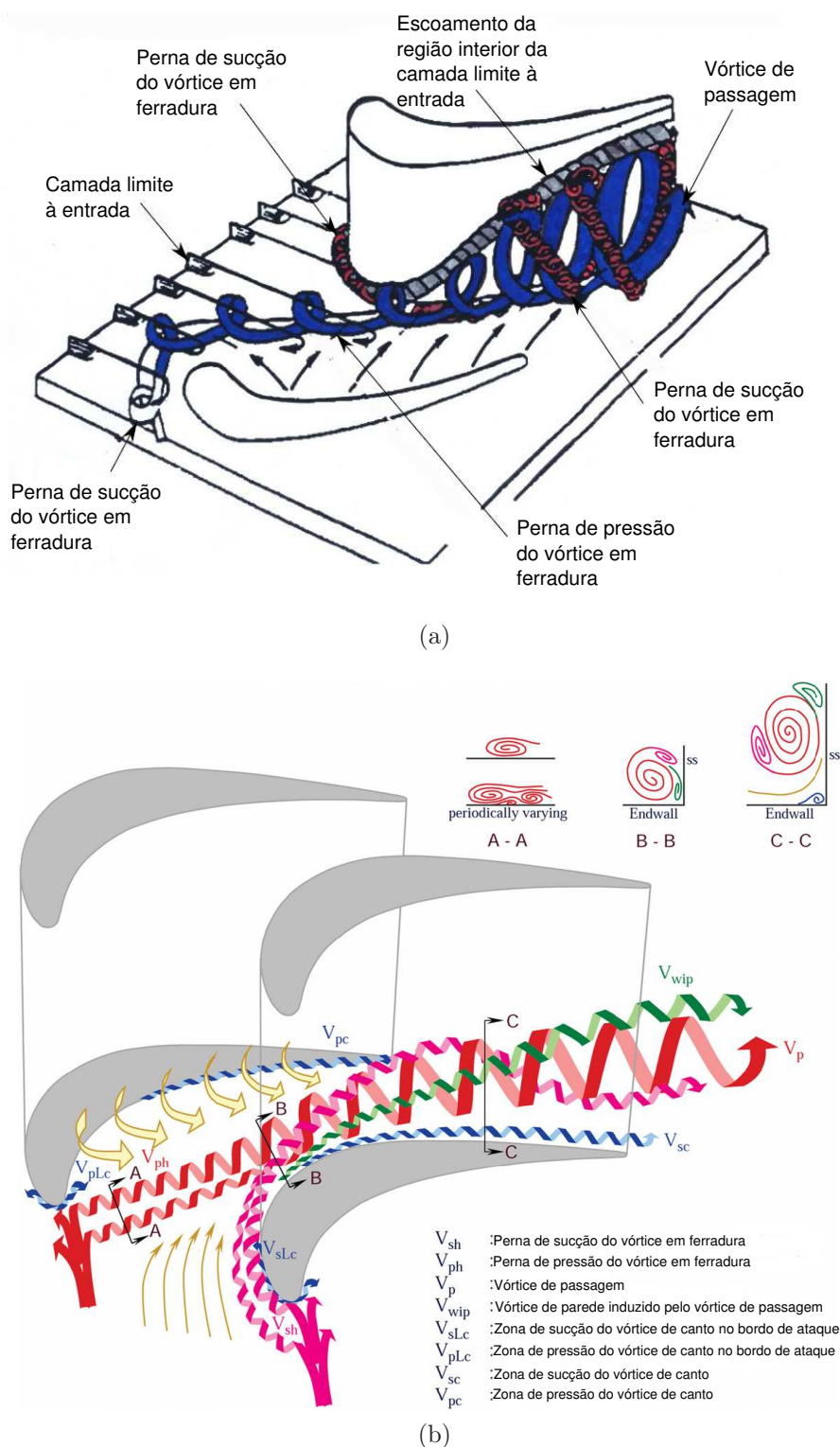


Figura 2.3.: a) Evolução de escoamentos secundários sugerida por Sharma e Butler (1987). Uma das suas maiores descobertas, foi a confirmação de que as perdas associadas à camada limite, na entrada, se propagam através da cascata sem causar perdas adicionais b) Evolução de escoamentos secundários sugerida por Wang et al. (1997) (Papa et al., 2007). Este trabalho veio trazer mais complexidade ao mundo dos escoamentos secundários.

2. Estado da arte

vórtice de separação se desenvolvia a partir de uma certa distância angular do plano de simetria. Por outro lado, para $E < 1000$ verificou-se que o vórtice de separação ocorria no plano de simetria do cilindro, i. e. a jusante do bordo de ataque. Este parâmetro é de grande utilidade para o projectista, uma vez que a partir dele é possível prever onde irá ocorrer o ponto sela, responsável pela separação das linhas de corrente. O contributo que este trabalho veio trazer à compreensão dos escoamentos secundários levou Langston (2001) a incluí-lo na sua revisão ao estado da arte.

Mais recentemente, numa revisão ao estado da arte publicada por Langston (2001) descrevem-se sumariamente os estudos mais importantes levados a cabo desde 1985 até 2001. Sintetiza-se seguidamente alguns dos progressos mais importantes que ocorreram nessa época.

- Verificou-se que os modelos representativos dos escoamentos secundários, veja-se a Fig.2.2-a), e que tinham sido desenvolvido por várias equipas de investigadores nos anos de 1970, foram devidamente comprovados por vários estudos mais recentes, vejam-se as Figs.2.3-a) e 2.3-b).
- Constatou-se que era necessária uma maior compreensão do processo de separação da camada limite à entrada. Procurou-se ainda prever onde, e como, este fenómeno ocorria, o surgimento do parâmetro Eckerle-Awad foi um dos primeiros passos nessa direcção.
- Em paralelo houve progressos significativos no desenvolvimento de geometrias de pás, e de mecanismos de influência aerodinâmica, para reduzir e controlar escoamentos secundários. O mecanismo de controlo da camada limite mais promissor, até 2001, consistia na alteração da geometria do bordo de ataque, junto à carcaça, veja-se a Fig.2.5.
- Entre 1985 e 2001 foram sendo cada vez mais utilizados códigos de CDF para modelar as principais características dos escoamentos secundários. No entanto, e com os códigos de CFD disponíveis na altura só era possível fazer previsões das perdas devido a escoamentos secundários com uma precisão da ordem de $\pm 20\%$.
- Finalmente, deve referir-se que os mecanismos que estão por detrás do surgimento de escoamentos secundários ainda não estão completamente compreendidos.

2.1.2. Perdas resultantes dos escoamentos secundários

De acordo com Sharma e Butler (1987), as perdas resultantes dos escoamentos secundários são da ordem de 30% a 50 % do total das perdas aerodinâmicas, quer elas ocorram no estator ou no rotor.

Tal como foi referido atrás, e também segundo Lakshminarayana (1996), os escoamentos secundários podem provocar variações significativas no desempenho das turbinas de gás. Os efeitos dessas variações são seguidamente sumariados:

- Os escoamentos secundários introduzem componentes transversais de velocidade, segundo o vector de velocidade v e w , o que provoca um forte escoamento tridimensional, veja-se a Fig.2.4.
- Os escoamentos secundários tendem a formar um vórtice que geralmente inicia uma região de separação perto da zona de sucção da pá. O seu efeito na redução de desempenho aerodinâmico das pás é substancial.
- Os escoamentos secundários têm ainda bastante influência na deflexão global do escoamento, ocasionando um excesso de deflexão nas regiões de parede sólida e um défice de deflexão fora das regiões de parede sólida, afectando desta forma as variações de pressão na turbina.
- Em geral os efeitos de escoamento secundário resultam na perda de desempenho das pás. Estes escoamentos são responsáveis por uma perda de 2% a 4% no desempenho global das turbinas.
- Os escoamentos secundários introduzem condições de *off-design* a jusante da cascata. E estes influenciam a interacção rotor-estator, provocando um campo de escoamento instável nas cascatas seguintes. Esta interacção provoca vibração mecânica (*flutter*) e ruído.
- O escoamento secundário afecta também o campo de temperaturas, e consequentemente, influencia o projecto do sistema de refrigeração da turbina.

2.1.3. Técnicas de redução e controlo dos escoamentos secundários

Uma das primeiras técnicas para o controlo, e redução, de escoamentos secundários foi apresentada por Taylor et al. (1954). A técnica consistia em introduzir modificações na

2. Estado da arte

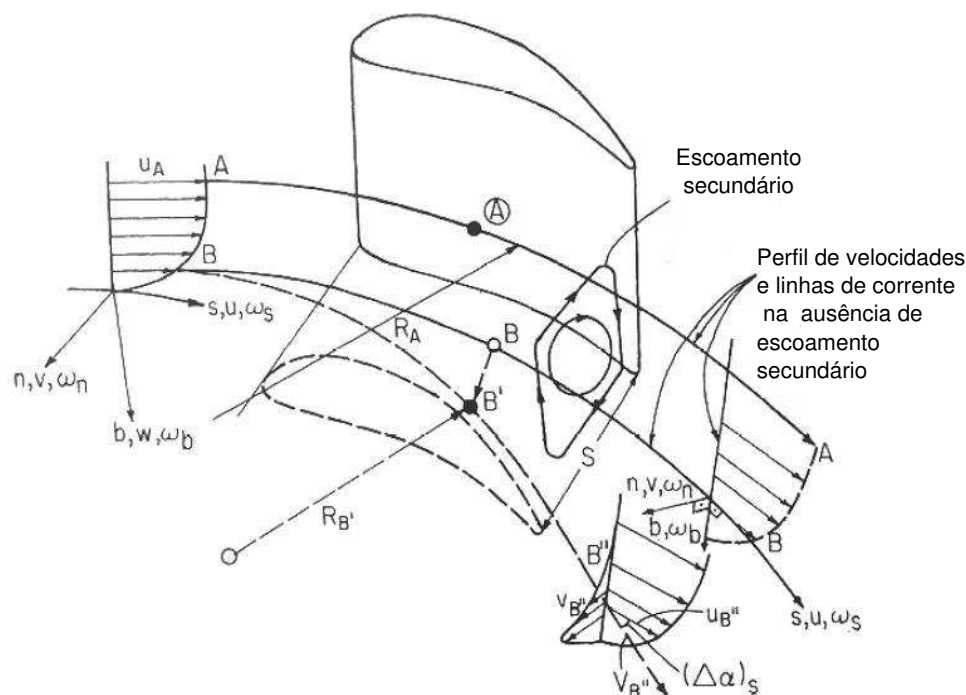


Figura 2.4.: Modelo descritivo proposto por Lakshminarayana (1996). Na figura podemos observar as componentes transversais de velocidade, segundo os vectores v e w , que provocam um forte escoamento tridimensional.

geometria das pás, mais concretamente a incorporação de “*Foward Leaning*” (inclinação para a frente). No entanto estes autores chegaram à conclusão que a utilização desta forma de empilhamento produzia um efeito pouco significativo no controlo de escoamentos secundários, e que este controlo também seria possível sem recorrer a este tipo de geometrias mais complexas. Tornou-se também evidente que seriam necessários mais testes para definir os prós e contras de cada opção. Mais recentemente Langston (2001) concordou com as conclusões apresentadas por Taylor et al. afirmando que muitas das geometrias testadas, do tipo “*Bowed*” (arqueadas) ou “*Lean*” (inclinadas), não causam reduções significativas nas perdas, verificando-se a necessidade de explorar outras alternativas.

Sauer et al. (2001) estudaram uma das propostas para controlo de escoamento secundário apresentadas por Langston (2001), e que consiste em alterar geometricamente o bordo de ataque da pá na zona da carcaça. A introdução deste efeito geométrico revelou-se bastante benéfica, uma vez que permite, se aplicado convenientemente, reduzir as perdas resultantes dos escoamentos secundários em cerca de 2,1%. Estes resultados foram demon-

2. Estado da arte

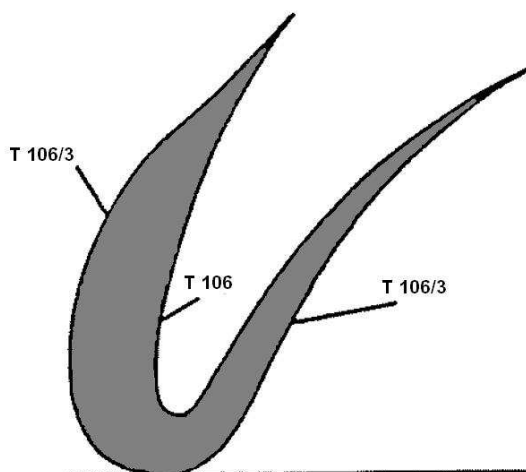


Figura 2.5.: Geometria T106 e T106/3 (Sauer et al., 2001). A introdução deste efeito geométrico revelou-se bastante benéfica, uma vez que permite, se aplicado convenientemente, reduzir as perdas resultantes dos escoamentos secundários em cerca de 2,1%.

strados através de ensaios experimentais e numéricos para duas geometrias similares, a *T106* e a *T106/3*, veja-se a Fig.2.5. Neste caso a geometria *T106/3* possui um bordo de ataque, na zona da carcaça, relativamente mais espesso. No entanto, três anos mais tarde, Benner et al. (2004) avaliaram experimentalmente a influência, em condições de projecto, deste tipo de geometria nas perdas secundárias. Concluíram que o aumento da espessura no bordo de ataque em condições de projecto, e para geometrias convencionais, tinha pouca influência na ocorrência de escoamentos secundários e, conseqüentemente, nas perdas a eles associados.

Ippolito et al. (2007) apresentam também um trabalho experimental, e numérico, que visa também compreender o comportamento do escoamento em geometrias de pás do tipo *Leaned* (inclinadas) e *Bowed* (arqueadas), veja-se a Fig.2.6. Verificou-se que a aplicação da técnica de inclinação afecta a distribuição de pressão dentro da passagem, e conseqüentemente a carga aplicada ao longo da pá. Verificou também que ocorria um aumento da vorticidade junto ao cubo, no caso das pás inclinadas, ainda que junto à carcaça essa vorticidade diminuía. No caso das pás arqueadas a vorticidade aumenta na zona próxima do cubo e também junto à carcaça.

Páscoa e Xisto (2008) avaliam, através de um modelo computacional, os efeitos de *sweep* (flecha) e *dihedral* (diedro) sobre o desempenho aerodinâmico de cascatas de pás de turbinas. Na literatura existem várias definições para este tipo de empilhamento,

2. Estado da arte

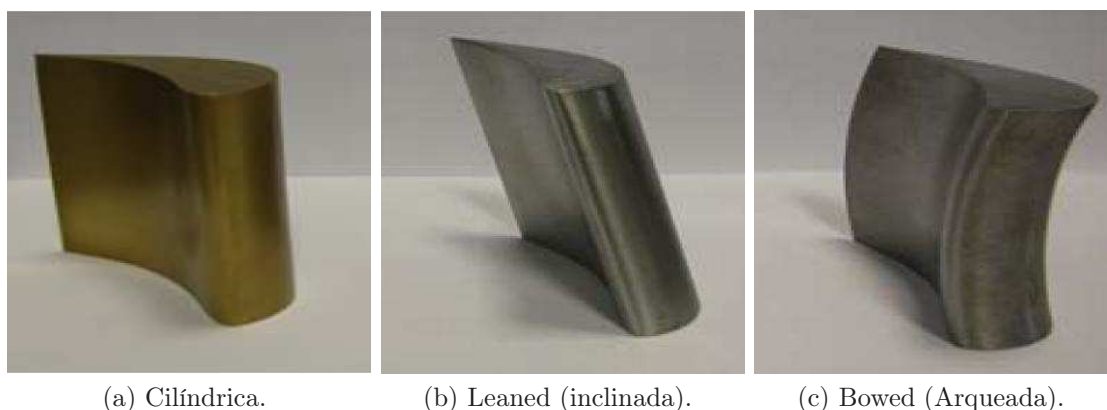


Figura 2.6.: Forma de empilhamento tipicamente utilizada em turbinas (Ippolito et al., 2007).

neste caso as geometrias de tipo flecha consideraram-se como sendo as que correspondem a movimentos das várias secções da pá segundo a direcção paralela à linha da corda, enquanto que o diedro se refere aos movimentos segundo a normal à linha da corda, veja-se Fig.2.7. Os resultados obtidos demonstram que as geometrias com efeitos de inclinação e flecha permitem reduzir as perdas com origem em efeitos secundários. E que a utilização de geometrias *compound leaned* (combinação de uma geometria com forma de arco no bordo de ataque que, progressivamente, se reduz a uma variação linear no bordo de fuga), contribui para reduzir a intensidade dos vórtices de escoamento secundários, permitindo ainda guiar com cuidado o escoamento para a cascata de pás do rotor. No entanto a avaliação completa dos ganhos obtidos com este tipo de abordagem requer a modelação do escoamento num andar. O que é uma das motivações para o trabalho desta dissertação.

Pullan e Harvey (2007) compararam, através de um estudo computacional, os efeitos de dois tipos de geometrias 3D no desempenho aerodinâmico. Em particular, avaliam o efeito de flecha e a ausência de efeito de flecha. Concluíram que, ao nível do cubo, a cascata com flecha apresenta um desempenho melhor que a cascata sem flecha, e isto por dois motivos. Primeiro, porque a carga aplicada à pá no bordo de ataque é menor. E em segundo lugar, porque o escoamento primário tende a opor-se ao escoamento secundário, “empurrando” a camada limite em direcção à superfície de pressão do canal de passagem, provocando desta forma uma redução de 24% nas perdas secundárias. Na carcaça verifica-se que o efeito flecha encoraja o aparecimento de escoamento cruzado aumentando a carga aplicada à pá no bordo de ataque. No entanto, assim que a camada limite de montante se desvia em direcção à superfície de sucção, esta provoca o aparecimento de um escoamento

2. Estado da arte

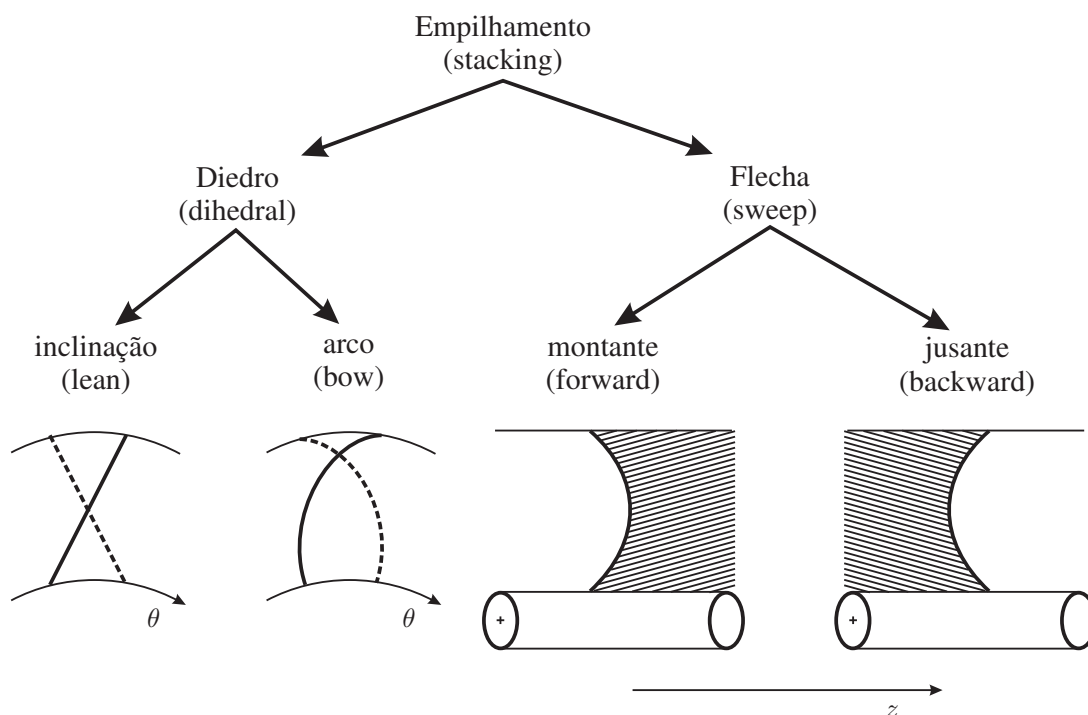


Figura 2.7.: Definição dos procedimentos de empilhamento mais comuns para coroas de pás de turbomáquinas (Páscoa e Xisto, 2008).

irrotacional e predominantemente axial, que se desloca para a carcaça através da superfície de pressão da pá. Na região da carcaça as perdas secundárias obtidas para a geometria com flecha correspondem a 39% das perdas da cascata comparativa (sem flecha).

Mais recentemente foram introduzidas novas geometrias com o objectivo de reduzir os escoamentos secundários em turbinas, veja-se Bagshaw et al. (2008). Este objectivo é conseguido através da composição de perfis 3D com perfis *PEWs* (*Profiled EndWalls*) de forma a conseguir reduzir significativamente as perdas resultantes dos escoamentos secundários. Para tal desenvolveu-se a filosofia de projecto que se apresenta na Fig.2.8, e onde podemos ver o contributo que cada uma das características geométricas tem na redução global das perdas.

Esta breve revisão bibliográfica sobre escoamentos secundários leva-nos a compreender a sua física e a forma como se propagam através de um canal de passagem. Permite-nos também perceber as perdas a si associadas, assim como os mecanismos já desenvolvidos para a sua redução e controlo. Desta forma podemos, mais facilmente, entender a física global de cada problema e não nos restringirmos só ao princípio de funcionamento da turbina, criando, assim, sensibilidade aos pequenos detalhes que podemos encontrar num escoamento turbulento.

2. Estado da arte

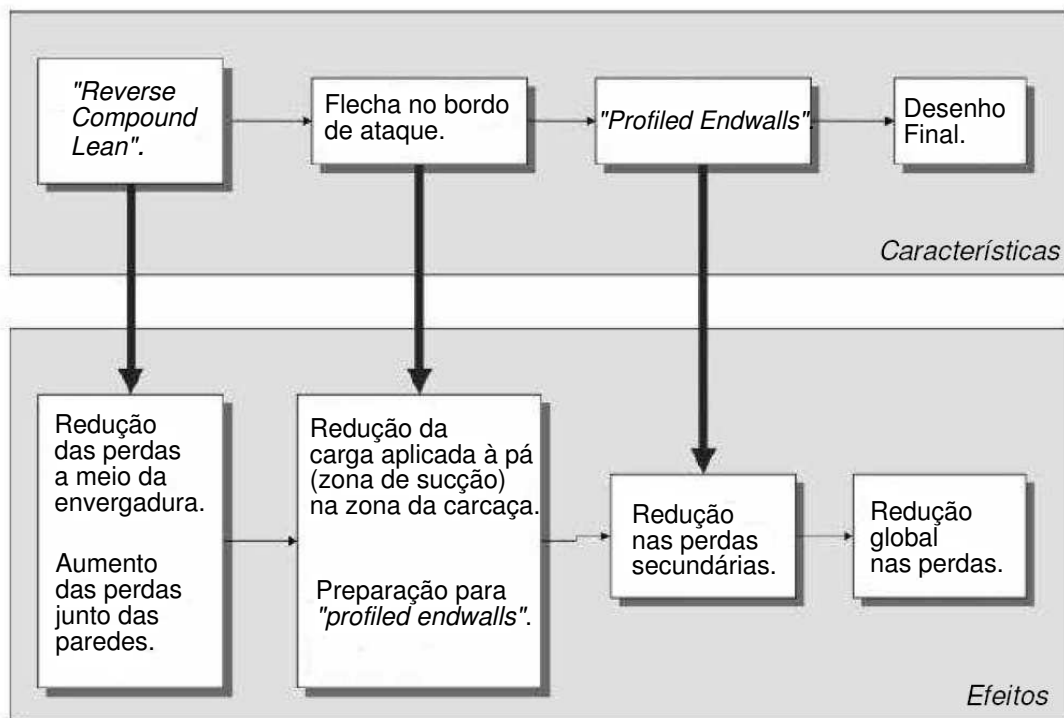


Figura 2.8.: Filosofia de projecto proposta no trabalho de Bagshaw et al. (2008). Contributo que cada uma das características geométricas tem na redução global das perdas

2.2. Modelação do escoamento em turbinas de gás

A dinâmica dos fluidos computacional (CFD) tornou-se numa ferramenta insubstituível no desenvolvimento e optimização de turbomáquinas, os benefícios da utilização do CFD resultam em ciclos de projecto mais curtos, em melhoras no desempenho e redução nos custos e no peso da máquina. No entanto, a fiabilidade e precisão dos resultados obtidos com esta ferramenta nem sempre pode ser assegurada. A modelação de turbulência é usualmente considerada como o “*elo mais fraco*” do CFD (Denton e Dawes, 1999).

Nesta secção iremos apresentar, através de uma revisão cronológica, como é feita a modelação do escoamento viscoso, de forma a verificarmos qual o modelo mais apropriado a adoptar ao problema em estudo.

2.2.1. Escoamento turbulento

De acordo com Bradshaw (1996) a modelação de turbulência é mais uma “arte” que uma ciência. Não é possível definir qual o melhor modelo de turbulência existente, uma vez que cada um deles satisfaz determinadas características, não deixando de ser relevante que todos eles têm de atingir certos, e importantes, objectivos de forma a serem considerados modelos de turbulência de qualidade. Segundo Menter (1992) eles devem ser suficientemente precisos para uma dada gama de escoamentos e de ser numericamente robustos, de forma a não consumir excessivo tempo de cálculo.

Para Wilcox (1994) o modelo de turbulência ideal deve ser aquele que, com o mínimo de complexidade possível, se consegue aproximar mais da realidade física. Deve então perceber-se o significado da palavra complexidade associada a um modelo de turbulência. A turbulência é, independentemente de qualquer consideração física, um fenómeno 3D dependente do tempo, como tal é necessária uma grande quantidade de informação para descrever um escoamento turbulento. Para reduzir a complexidade dos modelos procuram definir-se os detalhes do escoamento que se pretende estudar. Pode-se então concluir que a complexidade do modelo deve ser dada, qualitativamente falando, pelo nível de detalhe pretendido. Esta conclusão segue um dos princípios da engenharia, “*atingir um dado objectivo com o menor custo possível*”. Nesta secção irá ser descrita como é feita a modelação de escoamentos turbulentos com o recurso a modelos algébricos (zero equações diferenciais), com a utilização de modelos de uma equação (modelo de *Spalart-Allmaras*), e com modelos duas equações (modelo $k-\epsilon$ e modelos $k-\omega$).

2. Estado da arte

Os modelos de turbulência mais simples são os modelos algébricos, também conhecidos como modelos de zero equações. Estes modelos utilizam a aproximação de Boussinesq para modelar o tensor de Reynolds a partir do produto de uma viscosidade turbulenta e de uma taxa de deformação média. A viscosidade turbulenta depende do escoamento e não é, ao contrário da viscosidade molecular, uma propriedade intrínseca do fluido, como tal não pode ser previamente especificada. Deste modo, os modelos de turbulência algébricos consideram-se, por definição, modelos incompletos de turbulência (Wilcox, 1994).

Um dos modelos algébricos mais utilizados é o modelo que foi desenvolvido por *Cebeci-Smith* em 1974 (Cebeci et al., 2005), este modelo de turbulência tem a finalidade de ser aplicado a escoamentos externos. O modelo assume que uma camada limite turbulenta pode ser representada em termos de viscosidade turbulenta quer para a subcamada limite interior quer exterior, este tipo de modelo é usualmente denominado de “*two-layer model*”. Uma descrição mais detalhada dos vários componentes deste modelo pode ser encontrada em Wilcox (1994) e Cebeci et al. (2005).

Outro modelo algébrico muito utilizado é o modelo sugerido por Baldwin e Lomax em 1978. Este modelo também é, da mesma forma que o modelo de turbulência de *Cebeci-Smith*, um “*two-layer model*”. Segundo Cebeci et al. (2005), este modelo apresenta bons resultados quando aplicado a um escoamento externo. A diferença entre o modelo de *Baldwin-Lomax* e o modelo de *Cebeci-Smith*, segundo Wilcox (1994), reside na expressão matemática usada na região exterior, uma vez que de forma a evitar a necessidade de ser localizada a fronteira da camada limite, o modelo de *Baldwin-Lomax* define o comprimento da camada exterior em função da vorticidade nessa mesma camada.

Com o aumento da capacidade de cálculo, devido ao aparecimento dos computadores da era moderna, surgiu a oportunidade de utilizar modelos de turbulência cada vez mais complexos. Estes permitem, de uma forma mais precisa e exacta, modelar o escoamento turbulento. Um desses modelos é o modelo de turbulência sugerido por *P. R. Spalart* e *S. R. Allmaras* em 1994.

O modelo de turbulência, de uma equação, de *Spalart-Allmaras* foi inspirado no trabalho de Baldwin e Barth (1990), e onde se criou um modelo de uma equação baseado no modelo $k-\epsilon$. Este modelo é baseado numa equação que resolve o transporte de viscosidade cinemática turbulenta. A equação de transporte para este modelo vem dada por:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = \underbrace{c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu}}_{\text{produção}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right]}_{\text{difusão}} - \underbrace{c_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2}_{\text{destruição}}, \quad (2.2)$$

2. Estado da arte

esta equação é referente à primeira versão do modelo, onde o primeiro termo do lado direito é referente à produção de viscosidade turbulenta, o segundo à difusão de viscosidade turbulenta, e o terceiro à sua destruição, onde $\tilde{\nu}$ representa a viscosidade turbulenta, ν corresponde à viscosidade cinemática molecular e d é a distância à parede sólida mais próxima. \tilde{S} representa uma função de vorticidade transformada e ρ é a massa específica do fluido. A função f_w permite definir um rápido comportamento no decréscimo da destruição na região exterior da camada limite. As constantes do modelo de turbulência são c_{b1} , c_{b2} , c_{w1} e σ . Uma descrição mais detalhada dos termos da equação (2.2) pode ser encontrada em Deck et al. (2002) e Aupoix e Spalart (2003). Este modelo, segundo Spalart (2000), excedeu as expectativas e é agora bastante utilizado nas mais variadas aplicações, veja-se a secção 3.2.1.

O modelo de base de *Spalart-Allmaras*, apesar de ser relativamente novo, já apresenta algumas modificações que foram introduzidas com o objectivo de melhorar a sua capacidade de prever os fenómenos físicos. Uma dessas modificações foi introduzida por Deck et al. (2002), que pretendeu desenvolver o modelo de *Spalart-Allmaras* com a finalidade de conseguir modelar escoamentos compressíveis supersónicos tri-dimensionais. Neste tipo de escoamento os efeitos de compressibilidade são bastante importantes, e a forma sugerida por Deck et al. (2002) para contabilizar estes efeitos foi a de substituir o termo de viscosidade turbulenta, $\tilde{\nu}$, pelo termo $\tilde{\rho}\tilde{\nu}$, rescrevendo desta forma a equação de transporte do modelo de *Spalart-Allmaras* em termos da variável conservativa. Esta formulação da equação de transporte, alterando a variável transportada, $\tilde{\nu}$, pelo termo $\tilde{\rho}\tilde{\nu}$ permitiu a Deck et al. (2002) calcular de forma aceitável escoamentos supersónicos em geometrias complexas, comparando os seus resultados com resultados experimentais, e validando desta forma o seu modelo.

Outra alteração importante foi sugerida por Aupoix e Spalart (2003). Neste trabalho foram desenvolvidas duas extensões ao modelo de *Spalart-Allmaras*. Estas têm como objectivo conseguir prever os fenómenos físicos que ocorrem devido à rugosidade da parede. A primeira manteve o mesmo “*espírito*” do modelo inicial, alterando apenas o comportamento junto da parede para contabilizar os efeitos da rugosidade. Como tal, na região de parede sólida a viscosidade cinemática deixou de ser considerada zero (veja-se a secção 3.2.4.2) e definiu-se a seguinte expressão:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial n} = \frac{\tilde{\nu}}{d}, \quad (2.3)$$

onde d , que representa a distância à parede, deve ser aumentado para contabilizar a

2. Estado da arte

rugosidade. Uma forma de aumentar esta distância é definindo $d = d_{\min} + d_0$ onde d_{\min} representa a distância até à parede e $d_0(h_s)$ corresponde à correcção introduzida para contabilizar a altura equivalente da rugosidade, h_s . Numa segunda extensão procurou adequar-se a equação de transporte, veja-se a equação (3.9), adimensionalizando as suas variáveis à escala da parede (*wall scaling*⁺) e impondo na região da parede o valor de $\tilde{\nu}^+$. Foi também neste caso admitido que na região de parede sólida a viscosidade cinemática turbulenta deixou de ser considerada zero. Após validação de cada uma das duas extensões, através da comparação com outros modelos e com dados experimentais, verificou-se que estas apresentavam resultados semelhantes quando aplicadas a modelos bi-dimensionais. O seu melhor desempenho ocorre em escoamento 3D.

Os modelos de turbulência de duas equações têm servido de base à modelação de turbulência desde que foram criados por *Kolmogorov* em 1942. Foi este autor que introduziu o primeiro modelo $k-\omega$. Estes modelos são considerados, segundo Wilcox (1994), modelos de turbulência completos, uma vez que permitem calcular a energia cinética turbulenta, k , e também a escala de dimensão da turbulência (*turbulence length scale*). Ou seja, estes podem ser utilizados para prever as propriedades do escoamento turbulento sem conhecer à partida a estrutura do mesmo escoamento.

O modelo $k-\epsilon$ é, segundo Wilcox (1994) e Mansour et al. (1987), o modelo de turbulência de duas equações mais utilizado. Este modelo ganhou popularidade com o aparecimento de computadores mais potentes, e tem sido usado, de forma intensa, na modelação de turbulência ao nível da engenharia. A sua versão mais popular foi desenvolvida para “*high-Reynolds-number flows*” (escoamentos a número de Reynolds elevado), utilizando funções de parede que servem de ponte entre as paredes sólidas e o escoamento turbulento completamente desenvolvido. Têm no entanto sido desenvolvidas versões de baixo número de Reynolds que permitem modelar o escoamento desde a zona completamente desenvolvida até à região de parede sólida, onde os efeitos viscosos têm o seu maior efeito, e onde, por vezes, os gradientes de pressão adversos levam ao descolamento da camada limite, veja-se Shih e Hsu (1992); Park e Sungt (1995); Rahman e Siikonen (2005). Apesar de todos os esforços para conseguir um modelo de turbulência $k-\epsilon$ que consiga modelar efeitos de baixo número de Reynolds, estes estudos são ainda considerados relativamente recentes para serem considerados como estabelecidos. Como tal, a utilização de funções de parede é ainda considerada a solução mais robusta, em particular na modelação de escoamentos em que os efeitos de baixo número de Reynolds são reduzidos. Em casos onde os efeitos da camada limite influenciam significativamente as propriedades globais do escoamento a melhor solução é adoptar o modelo $k-\omega$ SST, veja-se Menter (1992).

2. Estado da arte

O modelo de turbulência k - ω também se baseia em duas equações de transporte, uma para a energia cinética turbulenta, k , e outra referente à sua taxa de dissipação específica, ω . Este modelo sofreu muitas alterações ao longo dos anos, desde que foi criado em 1942 por Kolmogorov, a versão mais utilizada é aquela que foi proposta por Wilcox em 1988 (Wilcox, 1994):

- Viscosidade turbulenta

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega}; \quad (2.4)$$

- Energia cinética turbulenta

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]; \quad (2.5)$$

- Taxa de dissipação específica

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right], \quad (2.6)$$

onde β , σ e α são constantes e τ_{ij} é o tensor de origem turbulenta. Uma descrição mais detalhada das várias componentes destas equações está presente em Wilcox (1994). Ao longo dos seus mais de sessenta anos de existência o modelo k - ω sofreu várias alterações, de forma a ser adaptado aos mais variados tipos de escoamento turbulento. Uma dessas adaptações é aquela que foi sugerida por Menter (1992, 1994) com a introdução do modelo k - ω SST. Este modelo é idêntico ao modelo de “*low Reynolds number*” (modelo que resolve o escoamento na camada limite) k - ω de Wilcox. Este foi proposto em 1988, para a região interior da camada limite (até aproximadamente $\delta/2^1$), e vai, de forma gradual, mudando para o modelo de “*high Reynold number*” (modelo para um número de Reynolds elevado), k - ϵ de *Jones-Launder*, na região exterior da camada limite. Para isto ser possível o modelo de k - ϵ teve de ser re-escrito em termos do modelo k - ω , veja-se a equação (2.8). A “mistura” entre as duas zonas é efectuada por uma função de mistura F_1 , esta muda gradualmente de valor unitário para zero nas zonas desejadas. A ideia por detrás do modelo k - ω SST é a de reter a formulação, robusta e precisa, do modelo k - ω de Wilcox, no que toca a modelação junto da parede sólida, e tirar vantagem da capacidade do modelo k - ϵ em modelar escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos. Veja-se o conjunto de equações de transporte para o modelo k - ω SST:

¹ δ -espessura da camada limite

2. Estado da arte

- Modelo k - ω original:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} &= P_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{k1} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \omega}{\partial x_j} &= \gamma_1 P_\omega - \beta_1 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 1} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right],\end{aligned}\tag{2.7}$$

- Modelo k - ϵ adaptado, escrito na formulação k - ω :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} &= P_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{k2} \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \omega}{\partial x_j} &= \gamma_2 P_\omega - \beta_2 \rho \omega^2 + 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_{\omega 2} \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right],\end{aligned}\tag{2.8}$$

Para se obter a equação de transporte para o modelo k - ω SST deve multiplicar-se por F_1 as equações (2.7) e por $(1 - F_1)$ as equações (2.8). Somando posteriormente as equações correspondentes obtêm-se as seguintes equações de transporte para o modelo k - ω SST:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} &= P_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \omega}{\partial x_j} &= \gamma P_\omega - \beta_2 \rho \omega^2 + 2\rho (1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right],\end{aligned}\tag{2.9}$$

Os resultados apresentados na literatura demonstram que o modelo k - ω SST é mais preciso no cálculo de escoamentos com gradientes de pressão adversos e, consegue prever de forma mais precisa os perfis de velocidade. No entanto, também este modelo sofreu algumas alterações, de forma a melhorar o seu desempenho e a adapta-lo a diversas condições de escoamento, veja-se Hellsten e Laine (1997); Hellsten (1997) e Menter et al. (2003).

Para melhor avaliar quais os melhores modelos de turbulência a aplicar em determinado tipo de escoamento é necessário efectuar estudos comparativos entre eles. Um desses estudos, efectuado por Rumsey e Spalart (2008), avaliou o comportamento do modelo de *Spalart-Allmaras* e do modelo k - ω SST, quando aplicados em regiões com um escoamento a baixo número de Reynolds. A conclusão principal deste estudo é que, apesar de ambos os modelos terem sido desenvolvidos para calcular toda a camada limite, eles não foram desenvolvidos para prever fenómenos de transição. Desta forma não se deve esperar que qualquer fenómeno de transição, que surja durante a modelação do escoamento, esteja fisicamente correcto.

2.2.2. Modelação de escoamentos em andares de turbomáquinas

Sempre que existe movimento relativo entre duas pás adjacentes de uma turbomáquina (estator e rotor) existe uma interacção não estacionária entre elas (Denton e Dawes, 1999). Desta forma, e para se prever de uma forma adequada o escoamento numa turbina, devem executar-se simulações computacionais dependentes do tempo e da posição do rotor em relação ao estator. No entanto, a modelação não-estacionária é muito dispendiosa a nível computacional e muitas vezes é impraticável. Nesta secção irá ser apresentada uma forma alternativa de modelar andares de turbomáquinas, de uma forma estacionária, utilizando o *mixing plane model*.

Denton (1992) e Dawes (1992) criaram, simultaneamente, mas de forma independente um método que aplica uma média às variáveis na direcção circunferencial sensivelmente a “meio caminho” entre o estator e o rotor. Desta forma as pás a montante (estator) “vêm”, a jusante, uma condição de fronteira uniforme a um nível circunferencial. Por outro lado, o conjunto de pás a jusante (rotor) “vê”, a aproximar-se, um escoamento uniforme a um nível circunferencial. De facto esta média que é feita de uma forma circunferencial não é realista a um nível físico, a não ser que a distância entre o rotor e o estator seja relativamente grande. No entanto, este método possui a vantagem de manter a consistência do escoamento ao longo da envergadura da pá, uma vez que aplicando a média na direcção do passo não afectamos a variação do escoamento ao longo da direcção radial.

Verificou-se que plano de mistura (*mixing plane*) não devia ser implementado muito próximo do bordo de ataque, uma vez que o escoamento não se consegue ajustar na direcção circunferencial à presença da pá. Existe o mesmo problema no bordo de fuga, mas, segundo Denton (1992), este não é tão grave, uma vez que para escoamentos subsónicos a condição de Kutta garante uma carga nula no bordo de fuga. Este problema foi aliviado com a inclusão de tratamento de fluxos no plano de mistura, para mais detalhes consultar Denton (1992). Uma excelente particularidade deste modelo é a possibilidade de simular apenas uma pá do estator e uma pá do rotor, mesmo quando na realidade o número de pás não é igual. No caso das simulações não estacionárias isto já não é possível, devendo o projectista encontrar o mínimo múltiplo comum entre o rotor e estator de forma a garantir a periodicidade.

O modelo *mixing plane* foi implementado a um código 3D de Navier-Stokes por Dawes (1992). Este modelo foi testado em duas aplicações distintas de turbomáquinas: um andar de compressor transónico; e um andar de uma turbina a vapor. Em ambos os casos

2. Estado da arte

modelou-se o escoamento em apenas uma das pás de forma isolada, e também quando esta se encontrava incluída no andar. O escoamento calculado para o desempenho das pás isoladas apresentou resultados diferentes do calculado para os andares. Ao nível das previsões do desempenho, em comparação com os resultados experimentais, os resultados numéricos do andar foram mais precisos do que os resultados das pás isoladas.

Hall (1998) efectuou a modelação de um andar de um compressor, comparou resultados experimentais com resultados obtidos com o modelo *mixing plane* e ainda com um modelo não-estacionário. Os resultados da comparação foram obtidos para 5,6% da corda a jusante do segundo estator². Estes correspondem à distribuição ao longo da envergadura da relação de pressão de estagnação, da velocidade axial e da velocidade tangencial. Uma comparação directa entre os resultados obtidos com o *mixing plane* e com o modelo não-estacionário, para um caudal mássico idêntico, demonstra um aumento nas perdas para a simulação não-estacionária e uma melhor concordância com os resultados experimentais.

Denton e Dawes (1999) referiram, na sua revisão sobre projecto computacional de turbomáquinas, que o modelo *mixing plane*, apesar de negligenciar todas as não estacionaridades que podem ocorrer na zona de interface, é capaz de prever de uma forma relativamente precisa o rendimento de muitas turbomáquinas. Isto porque as perdas mais significativas não são dependentes dos pequenos detalhes do escoamento, mas sim da acumulação das não-uniformidades de maior escala.

Weiss e Kececy (1999) utilizaram o *mixing plane* na modelação de vários andares de turbinas, utilizando para tal malhas não-estruturadas. Obtiveram resultados para a previsão do campo de escoamentos e do desempenho de uma turbina, utilizando o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ em conjunto com funções de parede de *non-equilibrium*. Estes resultados são comparados com dados experimentais obtidos em duas condições de operação: na condição de projecto e fora da condição de projecto. Em comparação com os dados experimentais, os resultados numéricos obtidos para as distribuições médias da pressão e temperatura de estagnação, ao longo da envergadura da pá, apresentam bons resultados. As conclusões obtidas sugerem que o *mixing plane* apenas deve ser utilizado quando o desempenho do andar depende, essencialmente dos valores médios da pressão e temperatura de estagnação, ao longo da envergadura da pá.

Mais recentemente, Holmes (2008) procurou melhorar o algoritmo do modelo *mixing plane*. Segundo Holmes, um modelo *mixing plane* deve equilibrar todos os fluxos físicos através da interface que se encontra colocada entre as duas coroas de pás. Este também

²O estator 2 pertence a um compressor constituído por 3 andares (rotor-estator).

2. Estado da arte

deve ainda ser robusto, particularmente ao nível da recirculação do escoamento na zona do *mixing plane*. Finalmente, a interface entre o estator e o rotor deve ser tão não-reflectiva como as condições de fronteiras de um cálculo de uma pá isolada. Este último critério é particularmente importante quando pretendemos simular turbomáquinas modernas, nas quais o estator e o rotor se encontram bastante próximos.

Este modelo, devido às suas previsões relativamente precisas, tem sido bastante utilizado na optimização de turbomáquinas, embora muitas vezes os resultados obtidos através dele sejam, apenas, utilizados para inicializar cálculos não-estacionários, veja-se Schluter et al. (2005) e van der Weide et al. (2005).

3. Modelação do escoamento turbulento

Neste capítulo iremos descrever o modelo numérico utilizado para modelar o escoamento turbulento usando o FLUENT[®]. Começamos por apresentar as equações de governo, seguidamente descrevemos os modelos de turbulência, posteriormente tratamos da análise do escoamento na região da parede e, finalmente, de como é feita a modelação em andares de turbomáquinas.

3.1. Equações de Navier-Stokes

A segunda lei de Newton, quando aplicada a uma partícula de fluido infinitesimal de massa dm , origina uma equação da dinâmica que descreve o movimento do fluido. Pode-se, desta forma, escrever a segunda lei de Newton na forma vectorial:

$$\underbrace{(d\vec{F})}_{(1)} = dm \underbrace{\left[u \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{V}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} + \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \right]}_{(2)}, \quad (3.1)$$

onde o termo (1) representa o somatório das forças aplicadas à partícula de fluido, e o termo (2) representa a aceleração de um elemento de fluido, de massa dm , movendo-se num campo de velocidades.

Considere-se uma força segundo a componente x aplicada a uma partícula de fluido com massa dm e volume $dV = dx.dy.dz$, neste caso apenas as tensões superficiais segundo x darão origem a forças segundo a direcção x , veja-se a Fig.3.1. Para se obter a força total na direcção x devem-se somar todas as forças nessa direcção. Deve-se proceder da mesma forma quando se pretende obter as expressões nas direcções y e z , veja-se esta dedução de forma mais detalhada em Fox e McDonald (1994).

3. Modelação do escoamento turbulento

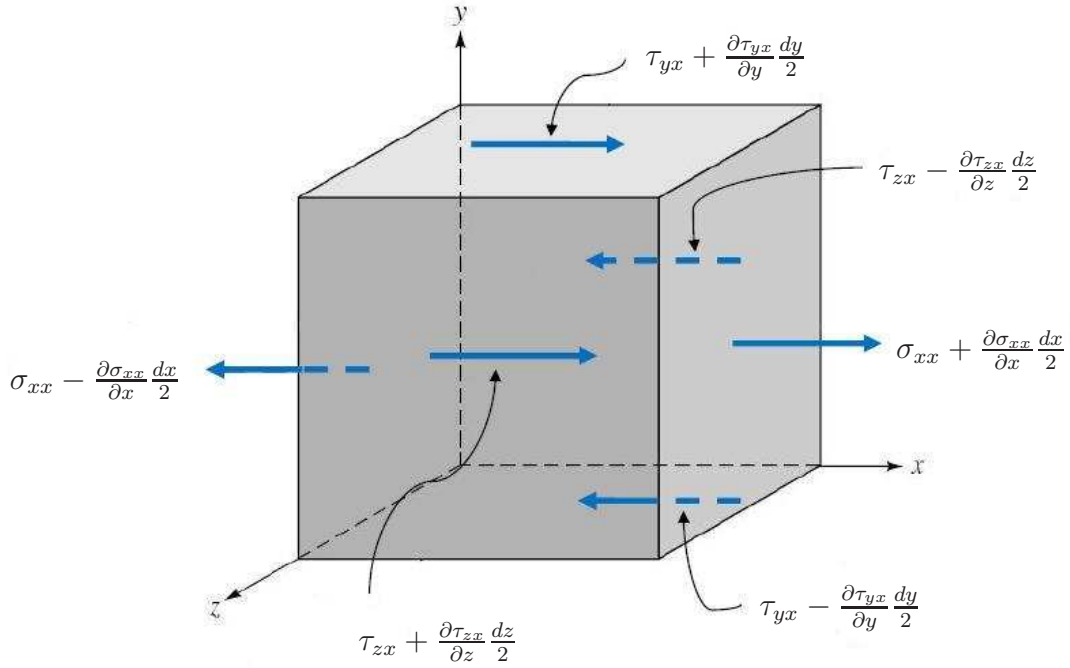


Figura 3.1.: Tensões na direcção x aplicadas sobre um volume de controlo infinitesimal de fluido (Fox e McDonald, 1994) .

Substituindo os somatório das forças em cada uma das direcções , x , y e z , em (3.1) obtêm-se as equações diferenciais do movimento:

$$\begin{aligned} \rho g_x + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} &= \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \rho g_y + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} &= \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \rho g_z + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} &= \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) . \end{aligned} \quad (3.2)$$

Estas equações só podem ser utilizadas para obter a solução do campo de velocidades depois de serem conhecidas expressões que permitam relacionar as tensões em função dos campos de velocidade e pressão.

Para fluidos Newtonianos as tensões de corte são directamente proporcionais à respectiva taxa de deformação, sendo que a constante de proporcionalidade é a viscosidade absoluta ou dinâmica. As tensões podem ser expressas em função dos gradientes de velocidade e das propriedades do fluido, tal como se apresenta nas seguintes equações para

3. Modelação do escoamento turbulento

um escoamento tri-dimensional em coordenadas cartesianas:

$$\begin{aligned}
 \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\
 \tau_{zx} = \tau_{xz} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) & \sigma_{xx} &= -p - \frac{2}{3}\mu \nabla \cdot \vec{V} + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \\
 \sigma_{yy} &= -p - \frac{2}{3}\mu \nabla \cdot \vec{V} + 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} & \sigma_{zz} &= -p - \frac{2}{3}\mu \nabla \cdot \vec{V} + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z},
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

onde p representa a pressão termodinâmica local.

Se estas equações forem inseridas nas equações diferenciais de movimento (3.2) obtêm-se as equações de Navier-Stokes, para um fluido newtoniano compressível:

$$\begin{aligned}
 \underbrace{\rho g_x}_{(2)} - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x}}_{(3)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\nabla \cdot \vec{V} \right) \right]}_{(4)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right]}_{(4)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]}_{(4)} &= \rho \frac{Du}{Dt} = \underbrace{\rho \frac{Du}{Dt}}_{(1)} \\
 \rho \frac{Dv}{Dt} &= \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\nabla \cdot \vec{V} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \\
 \rho \frac{Dw}{Dt} &= \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}\nabla \cdot \vec{V} \right) \right],
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

onde

$$\begin{aligned}
 \rho \frac{Du}{Dt} &= \rho \left(\underbrace{\frac{\partial u}{\partial t}}_{(5)} + \underbrace{\left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right]}_{(6)} \right) \\
 \rho \frac{Dv}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + \left[u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right] \right) \\
 \rho \frac{Dw}{Dt} &= \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + \left[u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] \right),
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

o termo (1) corresponde à aceleração total, enquanto (5) e (6) representam, respectivamente, os termos de aceleração local e convectiva. O termo (2) representa a força de gravidade, o termo (3) corresponde à componente de pressão e os termos de (4) representam as forças resultantes da viscosidade.

3.2. Modelação da turbulência utilizando o código comercial Fluent[®]

Como o escoamento turbulento compreende em flutuações aleatórias das variadas propriedades do fluido, deve utilizar-se uma aproximação estatística para prever o escoamento (Wilcox, 1994). As equações de Navier-Stokes para o escoamento médio (RANS), obtidas a partir de (3.4)-(3.5) descrevem as equações da conservação de massa e de quantidade de movimento, em termos de valores médios no tempo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u'_i u'_j}), \quad (3.7)$$

onde os vectores u_i e x_i correspondem, respectivamente à velocidade e posição, t corresponde ao tempo, p representa a pressão e ρ a massa específica.

A aproximação, em termos dos valores médios de Reynolds, para o cálculo do escoamento turbulento requer que o tensor de Reynolds, $-\overline{\rho u'_i u'_j}$, seja modelado de forma adequada (Wilcox, 1994). O método mais comum consiste em usar a aproximação de Boussinesq, que relaciona o tensor de Reynolds com os gradientes das velocidades médias:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \delta_{ij}. \quad (3.8)$$

A hipótese de Boussinesq é usada no modelo de turbulência de *Spalart-Allmaras*, no modelo k - ϵ e nos modelos k - ω . A vantagem desta aproximação reside na redução do esforço computacional associado ao cálculo da viscosidade turbulenta, μ_t , por comparação com modelos que resolvem toda a escala de turbulência como o DNS. O termo $2/3 \rho k \delta_{ij}$ garante que a equação se mantém correcta quando os dois índices são iguais (Ferziger e Peric, 2002). No caso do modelo de *Spalart-Allmaras* apenas uma equação adicional de transporte é resolvida (relativa à viscosidade turbulenta). No modelo k - ϵ e k - ω são resolvidas duas equações de transporte (para a energia cinética turbulenta, k , e para a sua taxa de dissipação turbulenta, ϵ , ou para a sua taxa de dissipação específica, ω), neste caso μ_t é calculado em função de k , ϵ ou ω . Veja-se a Tabela 3.1 onde se apresenta a expressão da viscosidade turbulenta para os diferentes modelos de turbulência mais comuns.

Uma descrição mais detalhada das várias componentes das equações representadas

3. Modelação do escoamento turbulento

Tabela 3.1.: Equações que permitem determinar a viscosidade turbulenta para os diferentes modelos de turbulência (Fluent, 2006).

$\mu_t = \rho \tilde{\nu} \left(\frac{(\tilde{\nu}/\nu)^3}{(\tilde{\nu}/\nu)^3 + C_{\nu 1}^3} \right)$	Modelo <i>Spalart-Allmaras</i>
$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$	Modelo <i>k-ϵ</i>
$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}$	Modelo <i>k-ω standard</i>
$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{\Omega F_2}{a_1 \omega}\right]}$	Modelo <i>k-ω SST</i>

na tabela 3.1 pode ser encontrada em Wilcox (1994) e Blazek (2001).

3.2.1. Modelo *Spalart-Allmaras*

Este modelo é baseado numa única equação, esta resolve uma equação diferencial de transporte para a viscosidade cinemática turbulenta. Este modelo foi desenvolvido especificamente para aplicações aeroespaciais, que envolvessem escoamentos limitados por paredes sólidas e tem apresentado bons resultados na simulação de camadas limites sujeitas a gradientes de pressão adversos (Fluent, 2006). No entanto trata-se de um modelo relativamente novo, pelo que ainda não é possível atribuir-lhe a capacidade de modelação para todos os tipos de escoamentos complexos que se encontram no domínio da engenharia. Além disso, os modelos de uma única equação são frequentemente criticados pela sua incapacidade de determinarem as variações no comprimento de escala, tal como acontece quando o escoamento varia abruptamente do limite da parede sólida para o escoamento livre, como por exemplo num jacto água a sair de uma mangueira. A variável transportada no modelo *Spalart-Allmaras* é a viscosidade cinemática turbulenta, $\tilde{\nu}$, à excepção da região próxima das paredes sólidas afectadas pelos efeitos viscosos, isto porque nesta região a viscosidade cinemática turbulenta é considerada nula, veja-se a secção 3.2.1. A equação de transporte vem dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \tilde{\nu} u_i) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu + S_{\tilde{\nu}}, \quad (3.9)$$

3. Modelação do escoamento turbulento

onde G_ν representa a produção de viscosidade turbulenta e Y_ν corresponde à destruição de viscosidade turbulenta que ocorre na região próxima das paredes sólidas. $\sigma_{\bar{\nu}}$ e C_{b2} são constantes e ν representa a viscosidade cinemática molecular. $S_{\bar{\nu}}$ é um termo definido pelo utilizador.

No FLUENT[®] as constantes C_{b1} , C_{b2} , $\sigma_{\bar{\nu}}$, C_{v1} , C_{w1} , C_{w2} , C_{w3} , e k apresentam, por defeito, os seguintes valores:

$$C_{b1} = 0,1335, \quad C_{b2} = 0,622 \quad \sigma_{\bar{\nu}} = \frac{2}{3} \quad C_{v1} = 7,1$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{k^2} + \frac{(1 + C_{b2})}{\sigma_{\bar{\nu}}} \quad C_{w2} = 0,3 \quad C_{w3} = 2,0 \quad k = 0,4187.$$

3.2.2. Modelo k - ϵ padrão

O modelo k - ϵ é um modelo semi-empírico baseado na modelação das equações de transporte para a energia cinética turbulenta, k , e para a sua taxa de dissipação turbulenta, ϵ , vejam-se as equações (3.10)-(3.11). Este modelo e as suas variantes (k - ϵ RNG e k - ϵ *realizable*) têm sido bastante utilizados em simulações numéricas de transmissão de calor e dinâmica dos fluidos devido à sua simplicidade de formulação, e também à sua capacidade de simulação de uma vasta gama de escoamentos. A popularidade deste modelo, em particular ao nível de projecto industrial, resulta da sua robustez, da sua precisão relativamente aceitável e de se tratar de um modelo computacionalmente económico (Fluent, 2006). No entanto, na dedução do modelo k - ϵ foi assumido que o escoamento é completamente turbulento, e que os efeitos da viscosidade molecular são negligenciáveis. Portanto, o modelo k - ϵ é apenas válido para escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos a elevado número de Reynolds. As equações de transporte vêm dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (3.10)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \epsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon, \quad (3.11)$$

onde G_k representa a geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade, G_b corresponde à geração de energia cinética devido à impulsão e Y_M representa

3. Modelação do escoamento turbulento

uma componente flutuante de dilatação por expansão de ρ , em escoamento compressível, que afecta a taxa de dissipação. $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$ e $C_{3\epsilon}$ são constantes, σ_k e σ_ϵ são números de Prantl para k e ϵ , respectivamente. S_k e S_ϵ são termos adicionais que podem ser definidos pelo utilizador de forma a modificar o modelo.

No FLUENT[®] as constantes $C_{1\epsilon}$, $C_{2\epsilon}$, C_μ , σ_k e σ_ϵ apresentam os seguintes valores por defeito:

$$C_{1\epsilon} = 1,44 \quad C_{2\epsilon} = 1,92 \quad C_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \sigma_\epsilon = 1,3.$$

3.2.3. Modelo $k-\omega$ *standard* e SST (*Shear-Stress Transport*)

O modelo $k-\omega$, assim como o modelo $k-\omega$ SST, é um modelo semi-empírico baseado nas equações de transporte para a energia cinética turbulenta, k , e para a sua taxa de dissipação específica, ω . Este modelo tem a particularidade de incorporar modificações para resolver escoamentos sujeitos a efeitos de baixo número de Reynolds. Para o modelo $k-\omega$ *standard* apresentam-se as seguintes equações de transporte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (3.12)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega, \quad (3.13)$$

onde G_k representa a geração de energia cinética turbulenta devida aos gradientes de velocidade média, G_ω corresponde à geração de ω , Γ_k e Γ_ω representam, respectivamente, a difusão de k e ω , e Y_k e Y_ω correspondem, respectivamente, à dissipação de k e ω . S_k e S_ω são termos que podem ser definidos pelo utilizador de forma a modificar o modelo. Este modelo, no FLUENT[®], apresenta as seguintes constantes por defeito:

$$\alpha_\infty^* = 1 \quad \alpha_\infty = 0,52 \quad \alpha_0 = \frac{1}{9} \quad \beta_\infty^* = 0,09 \quad \beta_i = 0,072 \quad R_\beta = 8$$

$$R_k = 6 \quad R_\omega = 2,95 \quad \zeta^* = 1,5 \quad M_{t0} = 0,25 \quad \sigma_k = 2,0 \quad \sigma_\omega = 2,0.$$

O modelo $k-\omega$ SST foi desenvolvido para juntar a capacidade de modelar, e robustez, do modelo $k-\omega$ no que toca ao cálculo do escoamento junto das paredes sólidas, com o modelo $k-\epsilon$ que é mais preciso e robusto na modelação de escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos. No entanto, a maior dificuldade nesta junção é definir a fronteira entre cada uma das regiões em que os modelos vão, separadamente, actuar. O modelo

3. Modelação do escoamento turbulento

k - ω SST difere do modelo k - ω *standard* devido à modificação introduzida na definição de viscosidade turbulenta, que para o modelo SST tem em conta o transporte da tensão de corte. Esta variante introduzida por Menter (1994) é considerada de grande importância quando pretendemos modelar escoamentos com gradientes de pressão adversos.

Esta característica confere ao modelo k - ω SST uma vantagem em termos de desempenho em gradientes adversos, quando comparado com os modelos k - ω *standard* k - ϵ *standard* (Fluent, 2006). Outras modificações incluem a adição, na equação ω , de um termo de *cross-diffusion* (*difusão-cruzada*) e a função de *blendig* (mistura), que permite definir as regiões de parede e as regiões de escoamento turbulento completamente desenvolvido, garantindo que o modelo actue correctamente em cada uma das regiões. Para o modelo k - ω SST apresentam-se as seguintes equações de transporte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (3.14)$$

e

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega, \quad (3.15)$$

onde G_k representa a geração de energia cinética turbulenta devida aos gradientes de velocidade média, G_ω corresponde à geração de ω , Γ_k e Γ_ω representam, respectivamente, a difusividade de k e ω . Y_k e Y_ω correspondem, respectivamente, à dissipação de k e ω . D_ω representa o termo de difusão cruzada referida anteriormente. S_k e S_ω são termos que podem ser definidos pelo utilizador de forma a modificar o modelo. No FLUENT® este modelo apresenta as seguintes constantes por defeito:

$$\sigma_{k,1} = 1,176 \quad \sigma_{\omega,1} = 2 \quad \sigma_{k,2} = 1 \quad \sigma_{\omega,2} = 1,168$$

$$a_1 = 0,31 \quad \beta_{i,1} = 0,075 \quad \beta_{i,2} = 0,0828,$$

as restantes constantes (α_∞^* , α_∞ , α_0 , β_∞^* , R_β , R_k , R_ω , ζ^* , M_{t0}) apresentam, por defeito, os mesmos valores do modelo k - ω *standard*.

3.2.4. Modelação de turbulência junto das paredes

Os escoamentos turbulentos são fortemente influenciados pela presença de paredes sólidas, isto ocorre porque o campo de velocidades é fortemente afectado pela condição de não escorregamento do fluido.

3. Modelação do escoamento turbulento

A modelação junto das paredes afecta significativamente a solução numérica, uma vez que a presença das paredes é a principal fonte de vorticidade e turbulência, tal como referido na secção 2.1. Desta forma é necessário criar uma representação precisa do escoamento nas regiões da parede. As duas formas de atingir esse objectivo são por refinamento da malha nessas zonas ou utilizado funções de parede. O modelo $k-\epsilon$ foi projectado para modelar escoamentos em regiões afastadas da parede, verificando-se desta forma a necessidade de aplicar funções de parede. O modelo *Spalart-Allmaras* e o modelo $k-\omega$, por serem modelos desenvolvidos com a finalidade de serem aplicados em toda a camada limite¹, apenas necessitam de uma malha mais refinada junto das paredes sólidas.

A região junto das paredes pode ser dividida em três camadas. A camada mais interior é a denominada “*viscous sublayer*” (subcamada viscosa), nesta o escoamento é praticamente de regime laminar, e a viscosidade (molecular) desempenha um papel importante nas propriedades do escoamento. Na camada mais afastada da parede, a denominada “*fully-turbulent layer*” (camada completamente turbulenta), a turbulência considera-se como sendo a propriedade mais importante. No entanto existe uma região intermédia onde a viscosidade molecular e a turbulência desempenham um papel igualmente importante, esta é frequentemente caracterizada como uma “*blending region*” (região de mistura) (Fluent, 2006). Na Fig.3.2 estão representas as várias camadas de um escoamento turbulento quando este se encontra em contacto com a parede sólida. Nesta imagem,

$$y^+ \equiv \frac{\rho u_\tau y}{\mu}, \quad (3.16)$$

onde u_τ que representa a velocidade de corte e y é a distância à parede. A massa específica vem dada por ρ , sendo que μ e ν representam, respectivamente, a viscosidade absoluta e a viscosidade cinemática.

3.2.4.1. Funções de parede

Como referimos, o modelo $k-\epsilon$ foi desenvolvido para modelar escoamento turbulento completamente desenvolvido, não tendo assim a capacidade para resolver os volumes de controlo junto da parede. Isto porque a região da parede sólida está sujeita a um regime de escoamento de baixo número de Reynolds e, eventualmente, a gradientes de pressão adversos. Desta forma utilizam-se funções de parede, estas são fórmulas semi-empíricas que servem de ponte entre o escoamento turbulento completamente desenvolvido e a região

¹Estes dois modelos são muitas vezes designados de “*low-Reynolds number models*” (modelos a baixo número de Reynolds).

3. Modelação do escoamento turbulento

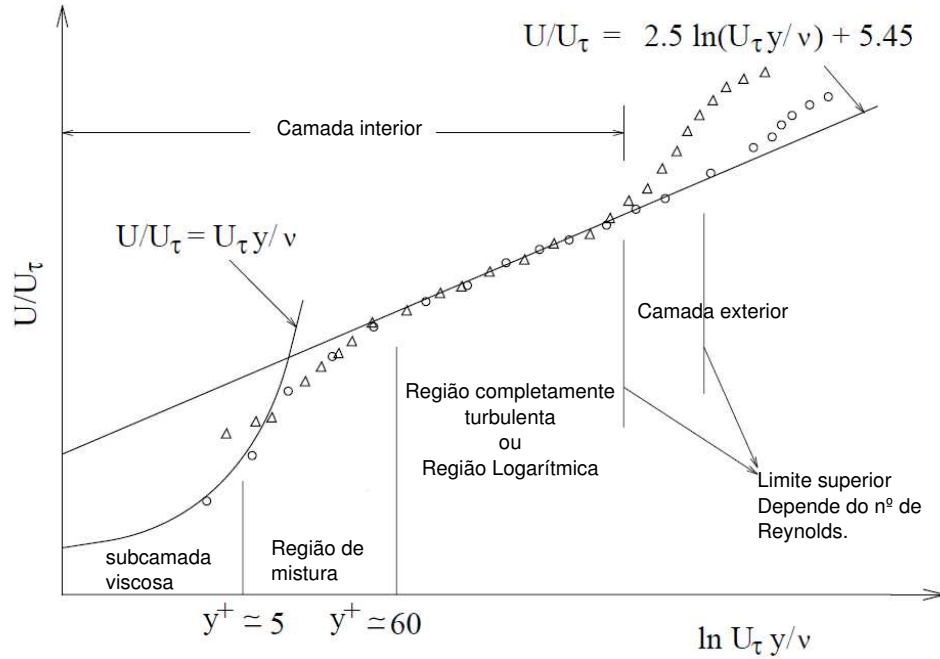


Figura 3.2.: Divisão das várias camadas da região do escoamento junto das paredes (Fluent, 2006).

da parede. Estas equações utilizam funções logarítmicas, as denominadas *laws of the wall* (leis de parede) para modelar o escoamento nesta zona. De seguida apresentam-se as leis de parede, usadas no tratamento da velocidade, com o recurso a funções de parede do tipo standard:

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(By^*), \quad (3.17)$$

onde

$$U^* = \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho}, \quad (3.18)$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu}, \quad (3.19)$$

aqui κ é a constante von Kármán ($= 0,42$), B é uma constante empírica ($= 9,81$), U_P corresponde à velocidade média do fluido no ponto P (um ponto acima da parede), k_P representa a energia cinética turbulenta no ponto P , y_P corresponde à distância entre o ponto P e a parede, e μ representa a viscosidade dinâmica ou absoluta do fluido. As leis de parede consideram-se válidas para um $y^* > 30$ a 300 , o FLUENT[®] aplica esta lei para um $y^* > 11,225$. Quando a malha possui refinamento suficiente para gerar um $y^* < 11,225$ o FLUENT[®] aplica uma relação entre tensão-deformação que pode ser escrita da seguinte

3. Modelação do escoamento turbulento

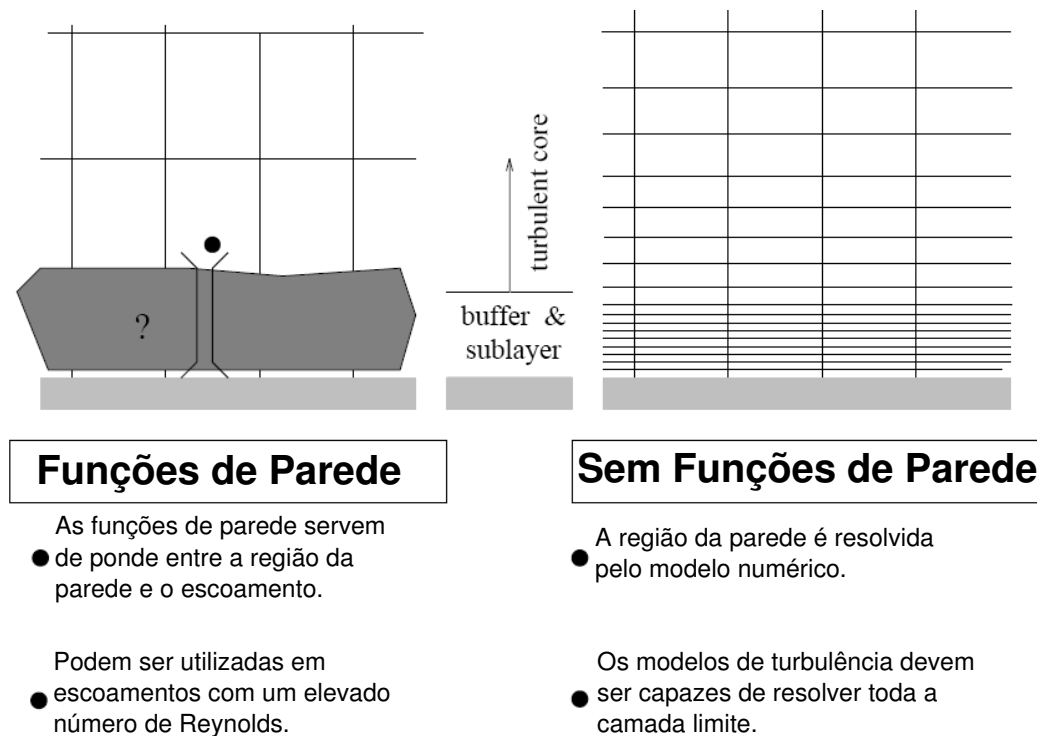


Figura 3.3.: Opções para modelação do escoamento junto da parede sólida utilizadas no FLUENT®.

forma:

$$U^* = y^*, \quad (3.20)$$

No caso de não utilizarmos funções de parede o modelo numérico resolve todos os volumes de controlo, desde o escoamento turbulento até à região da parede. Neste caso verifica-se a necessidade de utilizar uma malha mais refinada junto às paredes para captar todas as características do escoamento. Para uma melhor compreensão deste cenário veja-se a Fig. 3.3.

O melhor método a adoptar, seja ele funções de parede ou resolução da camada limite, é função dos prós e contras de cada situação. Para escoamentos a elevado número de Reynolds as funções de parede apresentam-se como uma boa solução para redução do esforço computacional. Isto porque a região junto das paredes, na qual as variáveis mudam muito rapidamente, não necessita de ser resolvida com uma malha tão densa. A aplicação de modelos numéricos utilizando funções de parede é muito popular porque é uma abordagem económica, robusta, e razoavelmente exacta. É considerada actualmente uma opção prática para a resolução de problemas com modelos de turbulência em simulações industriais (Fluent, 2006). No entanto, a utilização de funções de parede tem as

3. Modelação do escoamento turbulento

suas limitações. Como já foi referido a sua utilização é inadequada para escoamentos onde os efeitos de baixo número de Reynolds são importantes. A utilização de funções de parede deve ser evitada em escoamentos onde os gradientes de pressão levam à separação da camada limite, uma vez que para esta situação as hipóteses subjacentes à formulação das funções de parede deixam de ser válidas (Fluent, 2006). Este tipo de situação requer uma abordagem que resolva os volumes controlados desde o escoamento turbulento completamente desenvolvido até à parede, i. e., um modelo de turbulência do tipo “*low Reynolds number*”.

3.2.4.2. Modelo *Spalart-Allmaras*

O modelo Spalart-Allmaras foi desenvolvido para resolver toda a camada limite, e em geral não necessita de funções de parede. Para que este modelo permita calcular o escoamento junto da parede definiram-se as seguintes condições de fronteira:

- Na parede a viscosidade cinemática turbulenta, $\tilde{\nu}$, é considerada zero;
- Quando a malha é suficientemente fina para resolver a camada limite a tensão de corte na parede é obtida através de uma relação tensão-deformação:

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{\rho u_\tau y}{\mu};$$

- Quando a malha é demasiado grosseira para resolver a camada limite é aplicada a seguinte lei da parede:

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln B \left(\frac{\rho u_\tau y}{\mu} \right),$$

onde u é a velocidade na direcção paralela à parede, u_τ é a velocidade de corte, y é a distância até à parede, κ é a constante de von Kármán (0,4187) e $B = 9,793$.

3.2.4.3. Modelo $k-\omega$

A equação de transporte k para o modelo $k-\omega$ trata as condições de fronteira, na região da parede, da mesma forma que a equação k do modelo $k-\epsilon$, isto no caso de se utilizar a opção *enhanced wall treatments* (Fluent, 2006). Isto significa que para malhas apropriadas para usar funções de parede são aplicadas condições de fronteira do tipo funções de parede, enquanto para malhas mais refinadas serão aplicadas as condições de fronteira de baixo número de Reynolds.

3. Modelação do escoamento turbulento

No FLUENT[®]o valor de ω^+ na parede é o seguinte:

$$\omega_w = \frac{\rho (u^*)^2}{\mu} \omega^+. \quad (3.21)$$

E o valor de ω^+ na sub-camada laminar é dado por:

$$\omega^+ = \min \left(\omega_w^+, \frac{6}{\beta_\infty^* (y^+)^2} \right), \quad (3.22)$$

onde

$$\omega_w^+ = \begin{cases} \left(\frac{50}{h_s^+} \right)^2 & h_s^+ < 25 \\ \frac{100}{h_s^+} & h_s^+ \geq 25, \end{cases} \quad (3.23)$$

onde

$$k_s^+ = \max \left(1, \frac{\rho h_s u^*}{\mu} \right), \quad (3.24)$$

k_s é a altura da rugosidade.

O valor de ω^+ na região turbulenta vem dado por:

$$\omega^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_\infty^*}} \frac{du_{\text{turb}}^+}{dy^+}, \quad (3.25)$$

o que permite obter o valor de ω para o volume de controlo da parede:

$$\omega = \frac{u^*}{\sqrt{\beta_\infty^* \kappa y}}. \quad (3.26)$$

3.2.5. Considerações a ter na geração de malhas para a simulação de escoamentos turbulentos

Para se obterem soluções, em escoamento turbulento, com uma relativa precisão é necessário ter algumas considerações no que toca à geração de malhas. O escoamento turbulento, devido às particularidades da turbulência e à sua complexidade, é mais dependente do refinamento da malha que o escoamento laminar. É, desta forma, recomendável que se refine a malha em regiões onde o escoamento principal tenha mudanças súbitas e ainda nas regiões da parede. Uma vez que, nestas últimas, devido à condição de não escorregamento, o campo de velocidades é bastante afectado, influenciando o comportamento do

3. Modelação do escoamento turbulento

escoamento principal, sendo então necessário resolver de forma precisa a camada limite.

Para validar os resultados obtidos nas regiões de parede devem analisar-se os valores obtidos no cálculo para y^+ , y^* , e Re_y , que o FLUENT® disponibiliza nos painéis de pós-processamento. É importante ter em conta que estes valores são dependentes da solução e não são obtidos de forma linear. Por exemplo, se a dimensão da malha duplicar não significa que o valor de y^+ resulte em metade do valor obtido com a malha original.

No caso de se usarem funções de parede deve ter-se em conta as seguintes considerações:

- Para funções de parede standard, ou *non-equilibrium*, deve garantir-se um $30 < y^+ < 300$, sendo que um valor próximo de 30 é o mais adequado.
- Embora o FLUENT® aplique a lei laminar quando $y^+ < 11, 225$, utilizar uma malha demasiado refinada junto às paredes deve ser evitado, uma vez que as funções de parede deixam de ser válidas nessa sub-camada viscosa.
- Sempre que possível, a malha deve ser construída de forma a não cair na região de $5 < y^+ < 30$.
- A subcamada superior da camada limite depende, entre outros parâmetros, do número de Reynolds e dos gradientes de pressão. À medida que o número de Reynolds aumenta, a camada superior tende a aumentar. Não é desejável, nesse caso, ter valores muito elevados para o y^+ .
- Para a camada inferior da camada limite aconselha-se um valor de $y^+ \approx 30$.
- Deve ser evitar-se um comprimento excessivo das células da malha na direcção normal à parede.
- Devem existir sempre células de cálculo dentro da região da camada limite.

O modelo de turbulência de *Spalart-Allmaras* é um modelo considerado de baixo número de Reynolds, isto significa que ele foi desenvolvido para resolver a região do escoamento, junto da parede, mais afectada pela viscosidade. A geração da malha para este modelo deve, em particular, obedecer às seguintes considerações:

- A malha deve ser suficientemente refinada de forma a obter valores de $y^+ = 1$, no entanto são aceitáveis valores de $y^+ < 4$ a 5 desde que estes se encontrem dentro da subcamada viscosa.
- Devem existir, no mínimo, 10 células de cálculo dentro da região afectada pela viscosidade, de forma a este modelo ser capaz de calcular o valor da turbulência e da velocidade nessa região.

3. Modelação do escoamento turbulento

No entanto, o modelo também permite resolver problemas com malhas grosseiras, nesse caso são aplicadas as leis de parede e devem ser utilizadas as considerações descritas para as funções de parede.

O modelo $k-\omega$ foi desenvolvido para resolver escoamentos a baixo número de Reynolds e também a elevados números de Reynolds. No caso de se usar a formulação para números de Reynolds baixos devem ser tidas em conta as considerações do modelo de *Spalart-Allmaras*. Para o caso de ser usada a formulação para elevados números de Reynolds devem ser tidas em conta as considerações feitas para as funções de parede. Resumindo, para baixos números de Reynolds devem ser utilizadas malhas suficiente refinadas para se obter um $y^+ = 1$ ou então, para elevados números de Reynolds, deve ser feito um refinamento que garanta um $y^+ \geq 30$ e não superior a 300.

3.3. Modelação de escoamento em andares de turbomáquinas utilizando o código comercial Fluent[®]

A melhor forma de avaliar as perdas que ocorrem numa turbina é através da modelação do escoamento turbulento num andar completo (estator + rotor). Se se pretender uma solução precisa para a propagação das perdas esta modelação deve ser realizada através dos vários andares da turbomáquina. A modelação do escoamento pode ser feita através de um cálculo não-estacionário, em que existe movimento relativo entre as malhas (estator e rotor), obtendo-se resultados dependentes do tempo e da posição da malha. No entanto, em termos computacionais, estas modelações são muito dispendiosas. Como tal, foi desenvolvido um modelo que permite calcular escoamentos através de andares de turbina mas de uma forma estacionária. Neste modelo, a forma encontrada para simular a velocidade de rotação foi, no caso específico do código comercial FLUENT[®], alterar as equações de movimento, de forma a estas incluírem as componentes da aceleração relativa, resultantes do movimento do escoamento e das pás (rotor).

O código comercial FLUENT[®] disponibiliza ao utilizador um conjunto de modelos que permitem resolver escoamentos em situações onde ocorre movimento relativo entre os vários domínios, ou em casos em que todo o domínio se encontra em movimento:

- *Single Reference Frame model (SRF)* e *Multiple Reference Frame model (MRF)*;
- *Mixing plane model (MP)*;

3. Modelação do escoamento turbulento

- *Sliding mesh model (SDM)*.

Neste trabalho apenas será utilizada a modelação de escoamentos com recurso ao SRF e ao MP. Serão estes os modelos implementados na modelação do andar transónico da turbina de baixa pressão.

3.3.1. Modelo *Single Reference Frame (SRF)*

A principal vantagem que advém da utilização do SRF é o facto de este resolver o escoamento, tipicamente não-estacionário, de uma forma estacionária reduzindo-se desta forma a carga computacional exigida. Este modelo pode ser aplicado, por exemplo, em turbomáquinas e tanques de mistura. Em cada um destes casos o escoamento é não-estacionário, devido ao movimento do rotor, que varre todo o domínio de uma forma periódica. No entanto, na ausência de um estator, é possível executar cálculos com o SRF, isto porque o escoamento é estacionário relativamente ao sistema de eixos relativo em rotação, o que simplifica a análise.

Na presença de um estator já não é possível definir o problema computacional como sendo estacionário, e usar apenas, um domínio de cálculo que se move com o rotor. Como tal, estes domínios terão de ser divididos em duas zonas distintas de cálculo, um domínio estático (estator) e um domínio que se move com velocidade de rotação constante (rotor), ambos separados por uma interface bem definida. Esta situação ocorre em turbomáquinas, onde as pás do rotor e estator se encontram bastante próximas, sendo a sua interacção importante na definição do escoamento (Fluent, 2006). Neste caso deve optar-se pelos modelos *Mixing Plane* ou *Sliding Mesh*.

Para o modelo SRF, no FLUENT[®], transformaram-se as equações do movimento, de forma a estas incorporarem os termos da aceleração, resultantes do movimento do fluido. O FLUENT[®] permite resolver estes problemas utilizando a velocidade absoluta, \vec{u} , ou a velocidade relativa, \vec{u}_r , como variável dependente. As duas velocidades podem ser relacionadas através da seguinte equação:

$$\vec{u}_r = \vec{u} - (\vec{\Omega} \times \vec{r}), \quad (3.27)$$

onde $\vec{\Omega}$ corresponde ao vector da velocidade de rotação angular e \vec{r} representa o vector posição na referido ao sistema de eixos relativo em rotação.

Para um sistema de eixos relativo em rotação as equações de governo podem ser reescritas, em termos de velocidade relativa:

3. Modelação do escoamento turbulento

- Conservação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}_r) + \nabla \cdot (\rho \vec{u}_r \vec{u}_r) + \rho \left(2\vec{\Omega} \times \vec{u}_r + \vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{r} \right) = -\nabla p + \nabla \bar{\tau} + \vec{F}, \quad (3.28)$$

- Conservação de energia:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho E_r + \nabla \cdot (\rho \vec{u}_r H_r) = \nabla \cdot (k_c \nabla T + \bar{\tau}_r \cdot \vec{u}_r) + S_h, \quad (3.29)$$

onde o termo $(2\vec{\Omega} \times \vec{u}_r)$ representa a força de *Coriolis* e o termo $(\vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{r})$ corresponde à aceleração centrípeta. O variável p representa a pressão estática, $\bar{\tau}$ corresponde à tensão viscosa e \vec{F} representa as forças externas. Na equação da energia, o termo E_r representa a energia interna relativa, H_r corresponde à entalpia relativa e k_c representa a condutividade térmica. A variável temperatura vem representada pelo termo T e o termo S_h corresponde a uma qualquer fonte de calor interna.

Ou então, podem ser re-escritas em termos da velocidade absoluta, da seguinte forma:

- Conservação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u}_r \vec{u}) + \rho \left(\vec{\Omega} \times \vec{u} \right) = -\nabla p + \nabla \bar{\tau} + \vec{F}, \quad (3.30)$$

- Conservação da energia:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho E + \nabla \cdot \left(\rho \vec{u}_r H + p \left(\vec{\Omega} \times \vec{r} \right) \right) = \nabla \cdot (k_c \nabla T + \bar{\tau} \cdot \vec{u}) + S_h, \quad (3.31)$$

Nesta formulação, a força de Coriolis e a aceleração centrípeta podem ser representadas pelo termo $(\vec{\Omega} \times \vec{u})$. Para escoamentos em domínios em rotação a equação de conservação de massa, ou equação da continuidade, pode ser escrita da seguinte forma, para a velocidade absoluta ou relativa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}_r) = 0 \quad (3.32)$$

3.3.2. Modelo Mixing Plane

O modelo MRF é aplicável quando o escoamento na interface entre duas zonas adjacentes, que se movem a velocidades de rotação diferentes (ex: rotor e estator), é aproximadamente uniforme. Se o escoamento não for uniforme o MRF pode fornecer uma solução que não seja fisicamente correcta. Nestes casos deve aplicar-se o modelo *sliding mesh*. No entanto, e especificamente no caso em estudo, pode não ser possível aplicar um modelo não-estacionário, devido à carga computacional exigida. Como tal, e para situações onde

3. Modelação do escoamento turbulento

existe a impossibilidade de aplicar o *sliding mesh*, pode optar-se pelo modelo *mixing plane* como uma alternativa mais “barata”.

No modelo *mixing plane* cada zona de fluido é tratada como um problema estacionário. No caso específico de uma interacção estator-rotor as condições de fronteira, à entrada do rotor, são actualizadas como os dados provenientes da saída do estator. Da mesma forma, as condições de fronteira à saída do estator são constantemente actualizadas com os dados provenientes da entrada do rotor. Desta forma, o rotor é tratado com o modelo SRF e a zona do estator é modelada em relação a um referencial inercial absoluto. Este modelo de “mistura” remove todas as não-estacionaridades que ocorrem devido às variações circunferenciais do escoamento de passagem, i.e. choques, esteiras, separação, etc. Apesar das simplificações inerentes ao modelo *mixing plane* é possível obter boas soluções para o escoamento (Fluent, 2006).

Considere-se a Fig.3.4, nesta está representado um plano radial de um único andar de uma turbina axial. O andar é constituído por dois domínios independentes, um deles é o rotor que se encontra em movimento com uma velocidade de rotação angular constante, logo seguido do estator que se encontra parado. Nesta figura os perfis radiais da pressão de estagnação média (p_0), os ângulos da direcção do escoamento na direcção radial, tangencial e axial (α_r , α_t , α_z), a temperatura de estagnação (T_0), a energia cinética turbulenta (k) e a sua taxa de dissipação (ϵ) são calculados à saída do rotor e utilizados para actualizar as condições de fronteira à entrada do estator. Da mesma forma, a pressão estática (p) e os ângulos da direcção do escoamento (α_r , α_t , α_z), são calculados à entrada do estator e utilizados como condição de fronteira à saída do rotor.

O algoritmo do *mixing plane* implementado no FLUENT[®] pode ser descrito da seguinte forma:

1. Actualizar as soluções obtidas para o escoamento no domínio do estator e no domínio do rotor.
2. Fazer a média circunferencial das propriedades do escoamento na saída do estator e na entrada do rotor (ex: Turbina).
3. Actualizar as condições de fronteira à entrada do rotor e à saída do estator.
4. Repetir os passos 1-3 até convergir.

3. Modelação do escoamento turbulento

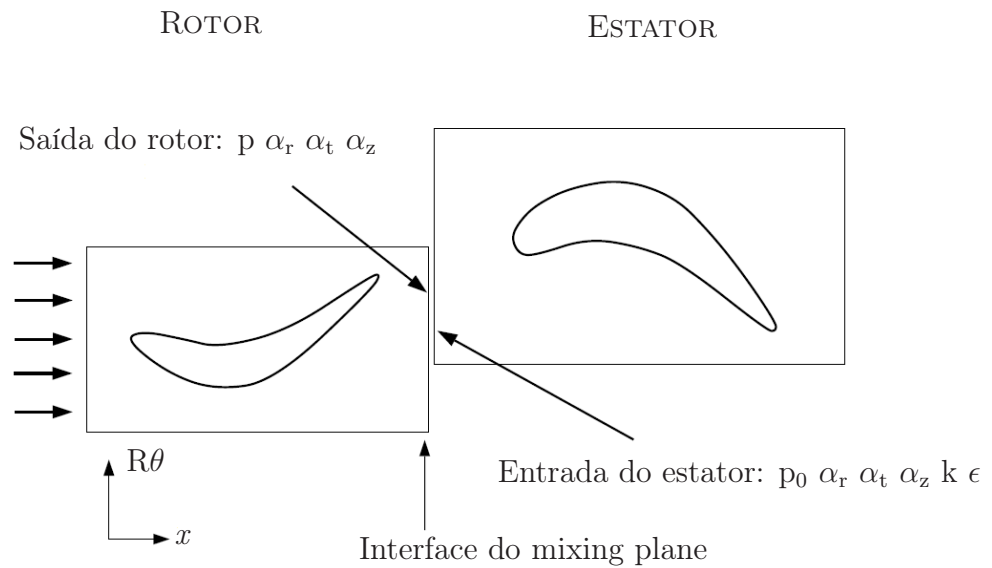


Figura 3.4.: Interação entre o estator e o rotor num andar de turbina axial. Nesta figura estão representadas algumas das variáveis do escoamento que poderão ser partilhadas na interface do *mixing plane* Fluent (2006).

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

Neste capítulo modela-se a cascata de pás linear T106 com o recurso a modelos de alto e baixo número de Reynolds e também com o recurso a funções de parede. Desta forma é possível analisar a capacidade e precisão dos vários modelos numéricos usados na resolução de escoamentos turbulentos. É também utilizado um modelo de baixo número de Reynolds na resolução de toda a camada limite. Esta análise irá permitir-nos escolher o modelo de turbulência mais adequado para obter a solução do andar, e também compreender a dimensão do erro quando se utilizam funções de parede no cálculo de pás de turbinas.

4.1. Análise do escoamento turbulento na cascata de pás linear T106

Para a verificação do modelo de turbulência mais adequado para modelar o escoamento num andar de turbina utilizou-se a cascata de pás linear T106. Os resultados experimentais, bem como as condições de fronteira impostas e as características geométricas da cascata, obtiveram-se a partir de um estudo de Cutrone et al. (2008). Estes autores pretendiam avaliar a precisão de dois modelos numéricos usados na modelação de um escoamento turbulento com fenómenos de separação e transição. Na Fig.4.2-a) apresentam-se as principais características geométricas da cascata de pás T106. A máquina utilizada na modelação do escoamento turbulento da cascata de pás T106 e posteriormente na modelação da turbina de Graz, foi gentilmente cedida pelo Professor Doutor Francisco Brójo, mais informações sobre este *cluster* podem ser encontradas em *almourol.ubi.pt*.

4.1.1. Descrição do caso de teste T106

O escoamento a montante e a jusante da pá é subsónico e tem um número de Mach à saída igual a 0,59. Foi imposta uma pressão de estagnação à entrada e na saída foi imposta a pressão estática. Ambas as pressões foram obtidas através de uma relação isentrópica que relaciona o número de Mach com a razão entre a pressão de estagnação e a pressão estática, veja-se a seguinte equação:

$$\frac{p_0}{p} = \left[1 + \frac{1}{2} (k - 1) \text{Ma}^2 \right]^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad (4.1)$$

onde p_0 e p são, respectivamente, a pressão de estagnação e a pressão estática, Ma representa o número de Mach e γ representa a relação entre os calores específicos do gás. De forma a garantir que os resultados obtidos fossem comparáveis com os de Cutrone et al. (2008) foram impostas as mesmas condições de fronteira. Desta forma, foi imposta, à entrada, uma intensidade de turbulência de 5,8% e um comprimento de mistura igual a $0,02 \times c$, sendo que c corresponde ao valor da corda.

No cálculo numérico foram utilizadas duas malhas, cada uma com 20 blocos. Uma primeira, a *malha A*, com 1 251 250 nós e uma outra, a *malha B*, com uma dimensão inferior em cerca de 30%, ou seja com 466 284 nós, ambas as malhas são estruturadas e do tipo H, com a excepção na zona das pás onde a malha é do tipo O. Na *malha A*, devido a efeitos de simetria, são distribuídos 130 pontos ao longo da direcção da envergadura entre o cubo e o meio da pá (150 mm). No domínio entre as pás são distribuídos 55 pontos e na direcção do escoamento são distribuídos 171 pontos, sendo que 107 são distribuídos ao longo da superfície da pá. Na *malha B*, ao longo da direcção da envergadura, entre o cubo e o meio da pá, são distribuídos 91 pontos, no domínio entre pás são distribuídos 42 pontos e na direcção do escoamento são distribuídos 122 pontos, sendo que 77 são distribuídos ao longo da superfície da pá, entre o bordo de ataque e o bordo de fuga. Ambas as malhas apresentam uma distância entre a entrada do domínio de cálculo e o bordo de ataque igual a s , o domínio de cálculo estende-se $0,875s$ para jusante do bordo de fuga, sendo que s corresponde ao passo, que nesta pá é igual a 79,9 mm.

4.1.2. Cálculo do escoamento turbulento

Para analisar o escoamento viscoso nesta cascata de pás foi utilizado o código comercial FLUENT®. Uma descrição detalhada dos diferentes algoritmos e opções pode ser encon-

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

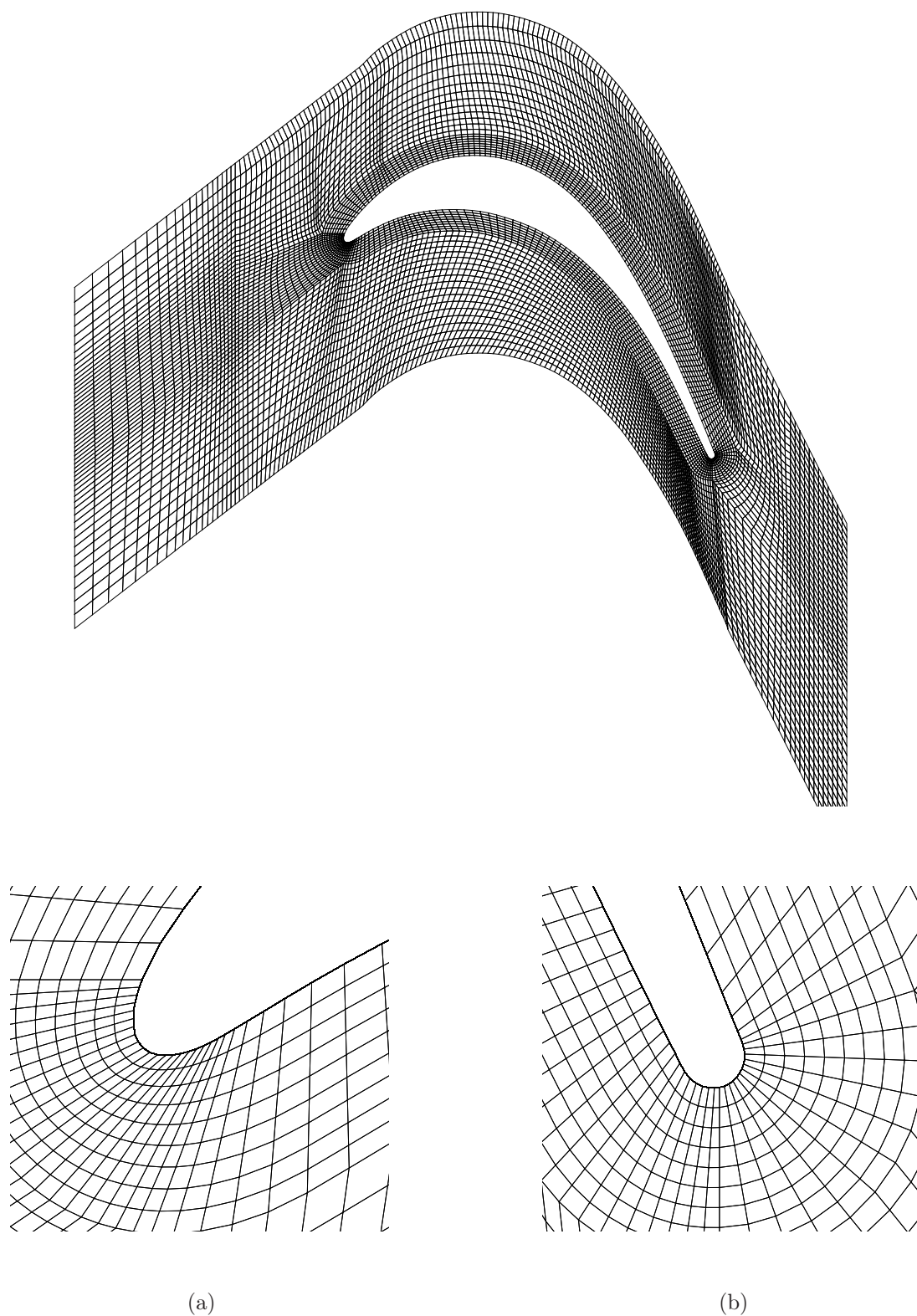
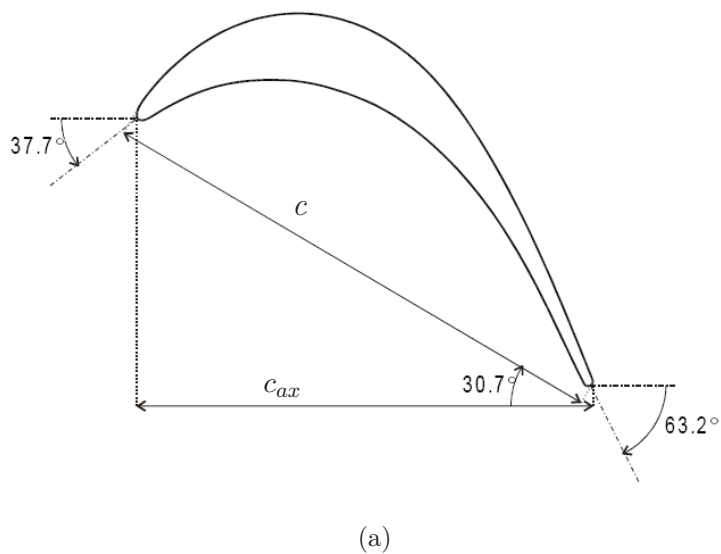


Figura 4.1.: Representação de uma secção 2D da Malha A, as condições de simetria aplicadas a meio da envergadura permitem criar um domínio de cálculo correspondente a metade da cascata T106 experimental. a) Pormenor do bordo de ataque da pá. b) Pormenor do bordo de fuga da pá.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar



Cascata de pás T106	
Passo (s)	79,9 mm
Corda (c)	100 mm
Corda axial (c_{ax})	86,1 mm
Ângulo de entrada	$37,7^\circ$
Ângulo de saída	$63,2^\circ$
Envergadura	300 mm

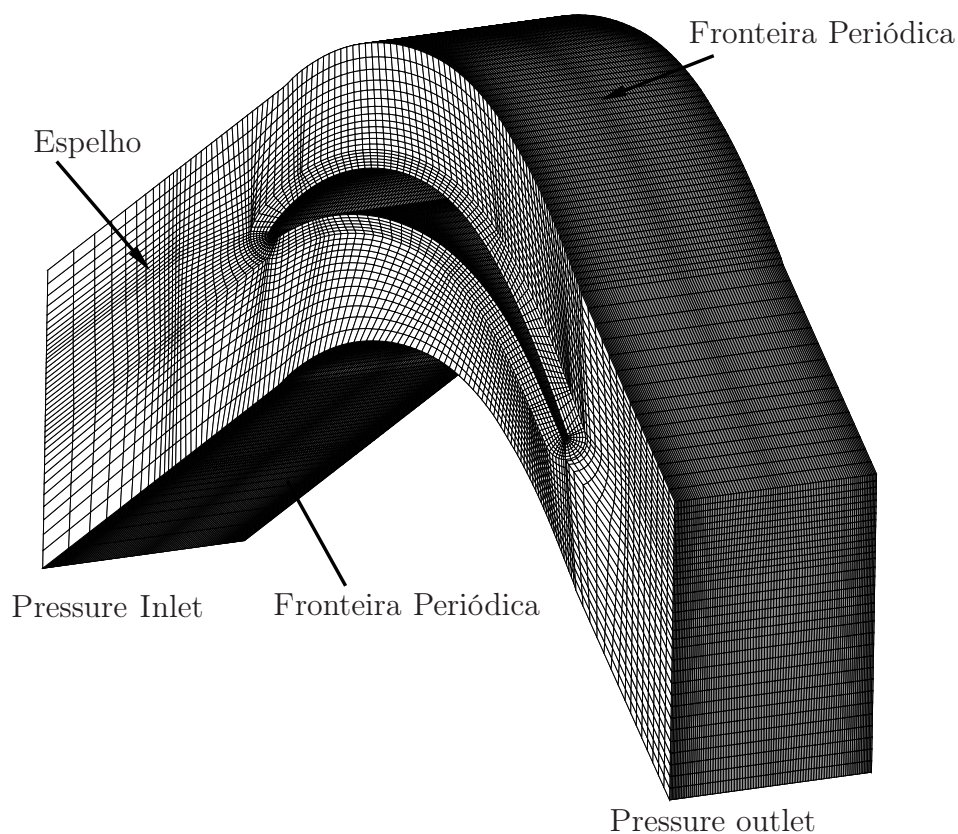


Figura 4.2.: Cascata de pás T106: a) Características principais da cascata de pás da turbina T106. Representação esquemática 3D da Malha B, com as respectivas condições de fronteira. (Cutrone et al., 2008)

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

Tabela 4.1.: Opções seleccionadas no código FLUENT[®] para análise do escoamento turbulento na cascata de pás T106 (Fluent, 2006).

Solver	Compressível; Runge-Kutta; explícito; 3D
Condições de fronteira de entrada	Pressão e temperatura de estagnação; ângulos do escoamento; intensidade de turbulência e comprimento de mistura.
Condições de fronteira na saída	Pressão estática.
Tipo de fluido	Gás ideal.
Discretização espacial	Upwind de segunda ordem.
Tratamento na fronteira	Funções de parede.
Modelos de turbulência	$k - \omega$ SST; $k - \epsilon$; Spalart-Allmaras.
Tipo de malha	Multi-blocos; Estruturada do tipo H e O.

trada no capítulo 3. Na Tabela 4.1 estão sumariadas as opções escolhidas para a realização do cálculo de análise do escoamento turbulento. É escolhido o solver explícito com uma discretização do tipo *upwind* de segunda ordem, a integração no tempo é feita usando o método de Runge-Kutta. A modelação da turbulência junto das paredes sólidas é feita recorrendo a funções de parede standard, de forma a reduzir a carga computacional.

4.1.3. Resultados obtidos para a cascata T106

Na Fig.4.3-a) está representada uma comparação entre os resultados obtidos numericamente, com a utilização do modelo de turbulência $k - \epsilon$ (*malha B*) e os resultados obtidos experimentalmente. A Fig.4.3-b) representa uma comparação entre os resultados obtidos, com o modelo de turbulência $k - \epsilon$ (*malha B*), e com o modelo de *baixo número de Reynolds* $k - \omega$ SST (*malha B*). Na Fig.4.4 apresenta-se a comparação entre os resultados obtidos com a *malha A* e com a *malha B*, ambos os resultados foram obtidos com o modelo de turbulência $k - \epsilon$.

Verifica-se que ambos os resultados (Fig.4.3 e Fig.4.4) representam correctamente a evolução da pressão estática ($p/p_{0,in}$) ao longo da corda axial, para uma secção a meio

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

da envergadura da pá, onde o escoamento é praticamente bi-dimensional e com poucos efeitos tri-dimensionais. O cálculo para a *malha B* foi obtido utilizando funções de parede com o y^+ a variar entre 30 e 300, estes valores situam-se dentro da gama de validade das funções de parede utilizadas no código comercial FLUENT[®] (Fluent, 2006). O cálculo para a *malha A* foi obtido utilizando funções de parede e garantindo-se que o y^+ variava entre 30 e 300. Convém referir que no bordo de ataque apresentam-se valores para y^+ ligeiramente inferiores a 30. Apesar disto as funções de parede são aqui aplicadas pelo código, uma vez que isto sucede para um $y^+ > 11,225$. No entanto, segundo Fluent (2006), este valor, sempre que possível, deve ser evitado uma vez que cai dentro da gama de valores de y^+ a variar entre 5 e 30.

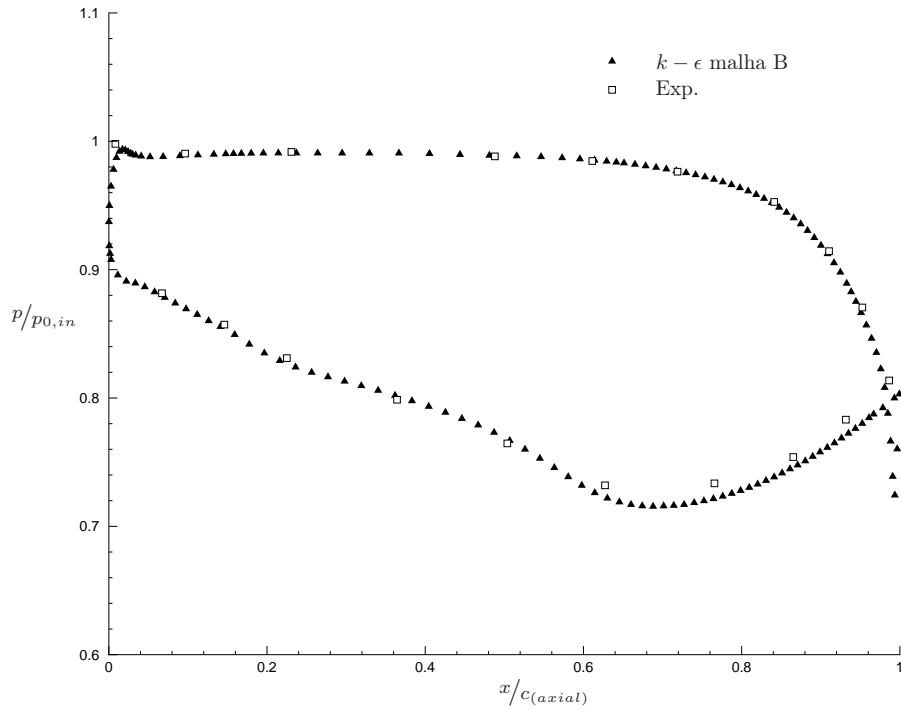
A Fig.4.5 apresenta a evolução do escoamento em termos da distribuição do número de Mach, num plano definido a meio da envergadura da pá. Este resultado demonstra que as condições de fronteira impostas através da relação isentrópica, representada na equação (4.1) são válidas, uma vez que se obtém um número de Mach igual a 0,59 na saída. É também visível uma aceleração súbita do escoamento a meio da zona de sucção da pá e no bordo de fuga, esta última mais perto do nível transónico ($Ma = 0,67$).

4.1.4. Avaliação da capacidade das funções de parede modelarem escoamentos turbulentos com efeitos de separação e transição

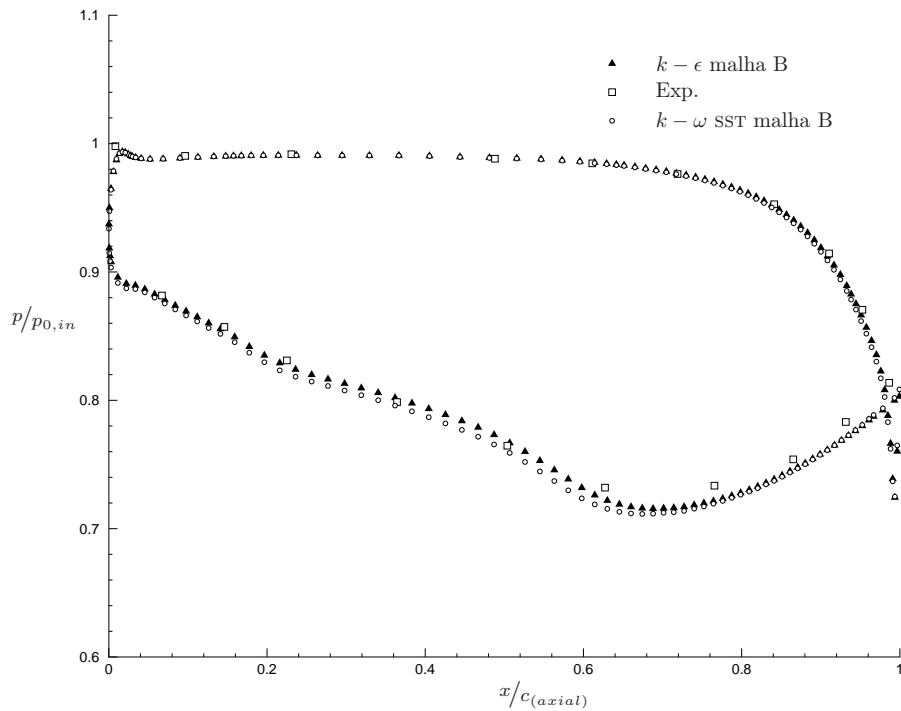
A sub-camada viscosa, presente junto das paredes, influencia significativamente o comportamento do escoamento turbulento completamente desenvolvido (Utyuzhnikov, 2005). Desta forma, na modelação de escoamentos turbulentos com efeitos de transição e separação, devem de usar-se modelos de baixo número de Reynolds e uma malha suficientemente refinada que garanta um $y^+ = 1$. Só desta forma é possível resolver a sub-camada viscosa e conseguir prever de uma forma eficaz os efeitos que esta provoca no restante escoamento.

As funções de parede, em conjunto com os modelos de turbulência, são usualmente utilizadas de forma a reduzir o esforço computacional. Pretende-se nesta secção avaliar a sua capacidade na modelação de escoamentos turbulentos, a baixo número de Reynolds, com efeitos de separação e de transição. Só assim é possível perceber qual a verdadeira dimensão do erro quando se utilizam as funções de parede. Este é também o nosso caso, em que o escoamento é significativamente afectado pela presença de paredes sólidas, no

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar



(a)



(b)

Figura 4.3.: Evolução da distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial, para uma secção da cascata de pás T106 a meio da envergadura. a) Comparação entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, utilizando o modelo de turbulência $k-\epsilon$ com a malha B; b) Comparação entre o resultados numéricos obtidos com o modelo $k-\epsilon$ e com o modelo $k-\omega$ SST.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

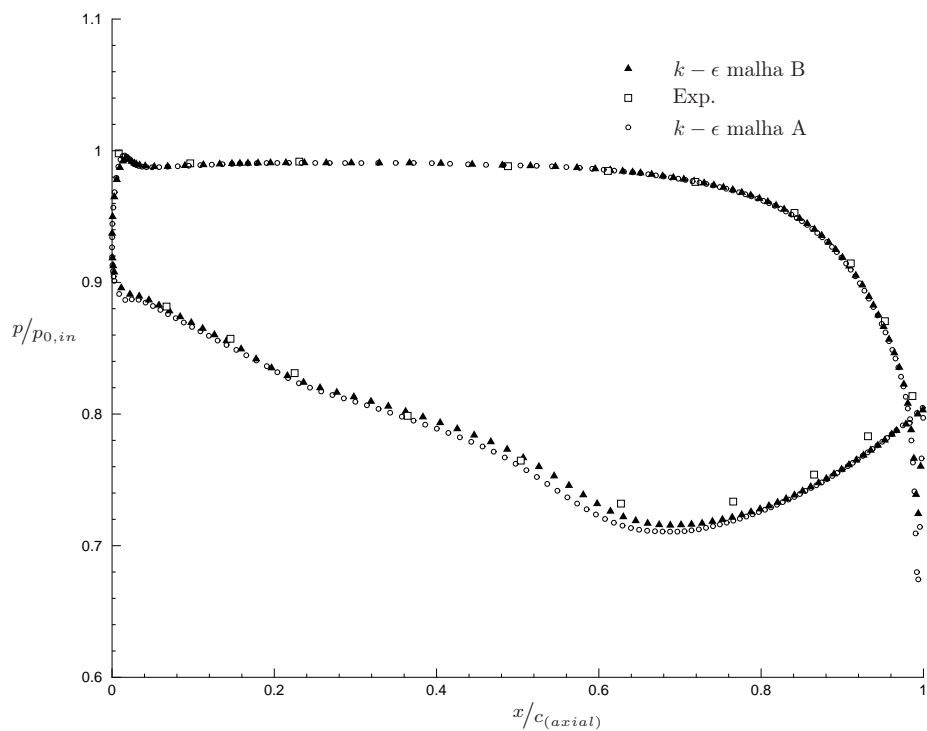


Figura 4.4.: Distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial, para uma secção da cascata de pás T106 a meio da envergadura. Comparação entre os resultados numéricos obtidos com a malha A e com a malha B. Ambos foram obtidos com o modelo de turbulência $k - \epsilon$.

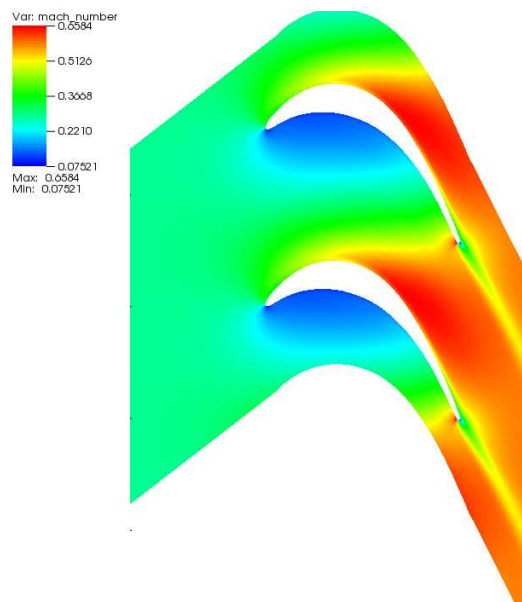


Figura 4.5.: Evolução do escoamento em termos da distribuição do número de Mach, numa secção a meio da envergadura da pá.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

andar de turbina de baixa pressão que se pretende calcular, uma vez que não possuímos capacidade computacional de cálculo para utilizarmos um $y^+ = 1$.

Desta forma, e para a cascata T106, procedeu-se à realização de um cálculo computacional com uma malha que garantisse um $y^+ < 1$. A malha utilizada possui um total de 1535950 nós, é estruturada do tipo H e do tipo O, veja-se a Fig.4.6. Devido a efeitos de simetria são distribuídos 130 pontos ao longo da direcção da envergadura entre o cubo e o meio da pá. Na direcção do escoamento são distribuídos 171 pontos, sendo que 107 são distribuídos ao longo da superfície da pá. No domínio entre pás são distribuídos 65 pontos. O domínio de cálculo estende-se $0,875s$ para jusante do bordo de fuga e encontra-se a uma distância igual a s para montante do bordo de ataque. As opções seleccionadas no FLUENT[®], assim como as condições de fronteira impostas, são idênticas às dos casos anteriores, com a excepção de neste caso não se utilizarem funções de parede, resolvendo-se assim toda a camada limite. Optou-se pela utilização do modelo de baixo número de Reynolds *Spalart-Allmaras* na resolução das equações de Navier-Stokes. Isto porque, de todos os modelos de turbulência disponíveis pelo FLUENT[®], este é o menos dispendioso a um nível computacional (Fluent, 2006), visto tratar-se de um modelo de uma única equação de transporte.

A Fig.4.7-a) apresenta a evolução da distribuição de pressão $p/p_{0,in}$, ao longo da corda axial, para as paredes laterais da cascata de pás T106. Está representada uma comparação entre os resultados experimentais e os resultados numéricos, obtidos com o modelo $k - \epsilon$ e $k - \omega$ SST, ambos com a utilização de funções de parede, com um y^+ a variar entre 30 e 300. Só se apresentam os resultados para a malha B, uma vez que foi através desta que se obtiveram os melhores resultados a meio da envergadura. Na Fig.4.7-b) estão representados os resultados para a mesma distribuição de pressão ($p/p_{0,in}$), mas utilizando neste caso o modelo de turbulência de Spalart-Allmaras. Aqui comparam-se os resultados obtidos com funções de parede com os obtidos resolvendo toda a camada limite. Neste caso a distribuição do y^+ ao longo da superfície da pá atinge um valor máximo igual a 0,48, e a distribuição do z^+ na parede lateral atinge um valor máximo de 0,53. Na Fig.4.9 estão representados os resultados obtidos para a mesma distribuição de pressão, mas neste caso a meio da envergadura da pá, e utilizando o modelo de *Spalart-Allmaras* de forma a resolver toda a camada limite, e também com o recurso a funções de parede, e utilizando o modelo $k - \epsilon$.

Na Fig.4.8-b) estão representados os resultados obtidos por Cutrone et al. (2008) para a distribuição de pressão numa secção das paredes laterais. Estes resultados foram obtidos com um modelo de baixo número de Reynolds baseado no modelo de turbulência

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

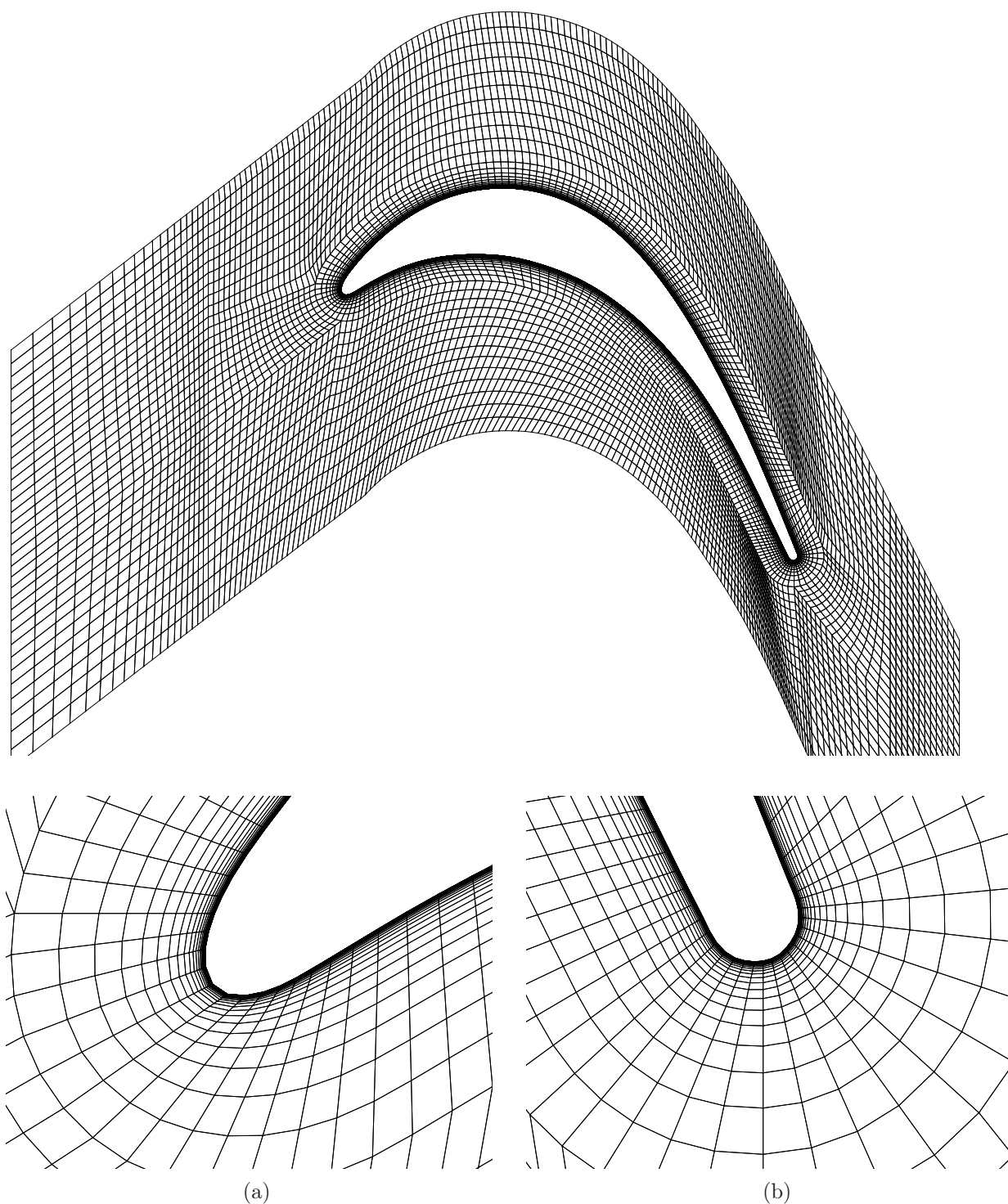


Figura 4.6.: Representação de uma secção 2D da Malha utilizada para resolver toda a camada limite. A malha do tipo O na zona das pás permite resolver de forma mais adequada a camada limite. a) Pormenor do bordo de ataque da pá. b) Pormenor do bordo de fuga da pá.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

$k-\omega$, e poderão ser comparados com os resultados apresentados na Fig.4.7.

Na Fig.4.9 estão representadas as linhas de corrente na superfície de sucção da cascata T106. A Fig.4.9-a) apresenta as linhas de corrente obtidas através do um modelo computacional de baixo número de Reynolds, *Spalart-Allmaras*, e resolvendo toda a camada limite. Na Fig.4.9-b) apresentam-se os resultados obtidos com o modelo de *Spalart-Allmaras* e com a utilização de funções de parede. Em ambas as soluções é visível a evolução do vórtice de passagem, no entanto o seu efeito é mais acentuado na primeira solução, onde o modelo de turbulência de baixo número de Reynolds resolve toda a camada limite.

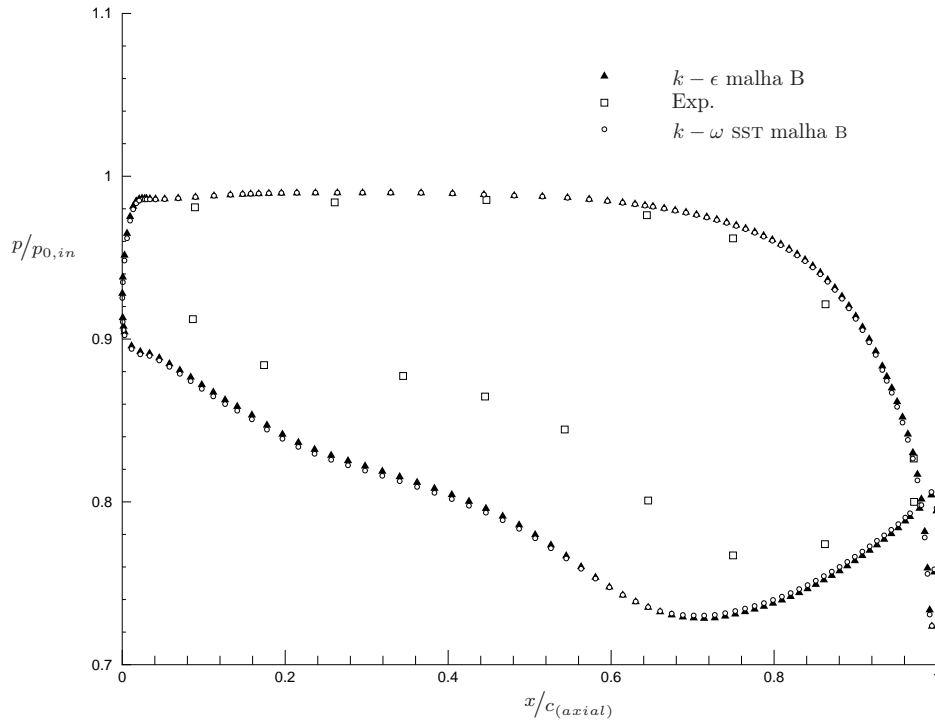
Na Fig.4.10 estão representadas as linhas de corrente presentes no plano perpendicular ao sentido do escoamento, representado na Fig.4.9. A Fig.4.10-a) é referente ao caso em que se utilizaram funções de parede e a Fig.4.10-b) é referente ao caso em que se resolveu toda a camada limite. Enquanto que na Fig.4.10-a) apenas é visível o vórtice de passagem na Fig.4.10-b) são visíveis fenómenos como a vorticidade libertada pelo bordo de fuga da pá (A), assim como a possível existência do contra-vórtice (B). Na Fig.4.11 estão representados os vectores da velocidade uma secção definida a meio de envergadura da pá. Aqui apresentam-se os resultados do modelo de *Spalart-Allmaras* resolvendo toda a camada limite e com o recurso a funções de parede. Aqui é facilmente perceptível a diferença entre os dois modelos na previsão dos escoamentos secundários, podemos visualizar também, a incapacidade das funções de parede na captação da vorticidade libertada pelo bordo de fuga da pá T106 e na previsão do vórtice de passagem.

4.1.5. Nota conclusiva

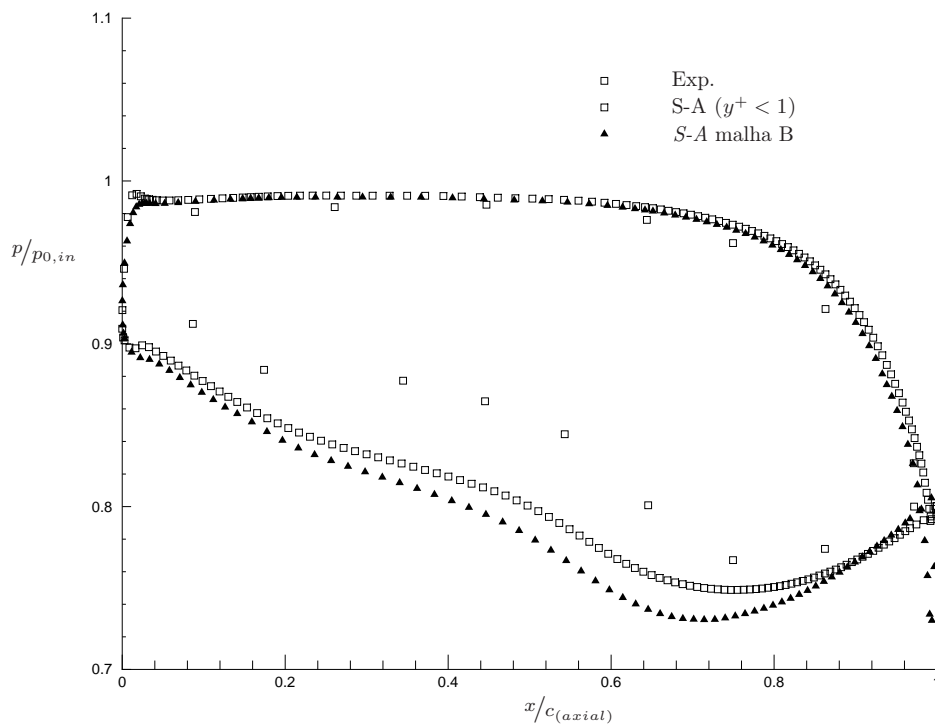
O cálculo computacional para a cascata de pás rectilínea T106 permitiu avaliar a capacidade de três modelos de turbulência distintos, em conjunto com funções de parede, calcularem o escoamento turbulento com efeitos de transição e de separação. Obtiveram-se também conhecimentos fundamentais, relativamente à geração de malhas, que irão ser indispensáveis na modelação do andar transónico de uma turbina de baixa pressão.

Inicialmente procedeu-se à modelação do escoamento turbulento com a finalidade de verificar o modelo físico-matemático. Esta modelação demonstrou um bom comportamento dos três modelos de turbulência em conjunto com funções de parede, em particular na previsão da distribuição pressão estática da região a meio da envergadura da pá. Apesar dos modelos baseados em funções de parede apresentarem bons resultados foi o modelo de *Spalart-Allmaras* que, resolvendo toda a camada limite, apresentou uma maior precisão.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar



(a)



(b)

Figura 4.7.: Evolução da distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial, para uma secção da cascata de pás T106 nas paredes laterais. a) Utilizando os modelos $k-\epsilon$ e $k-\omega$ SST com funções de parede. b) Utilizando o modelo de turbulência Spalart-Allmaras com recurso a funções de parede e resolvendo toda a camada limite.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

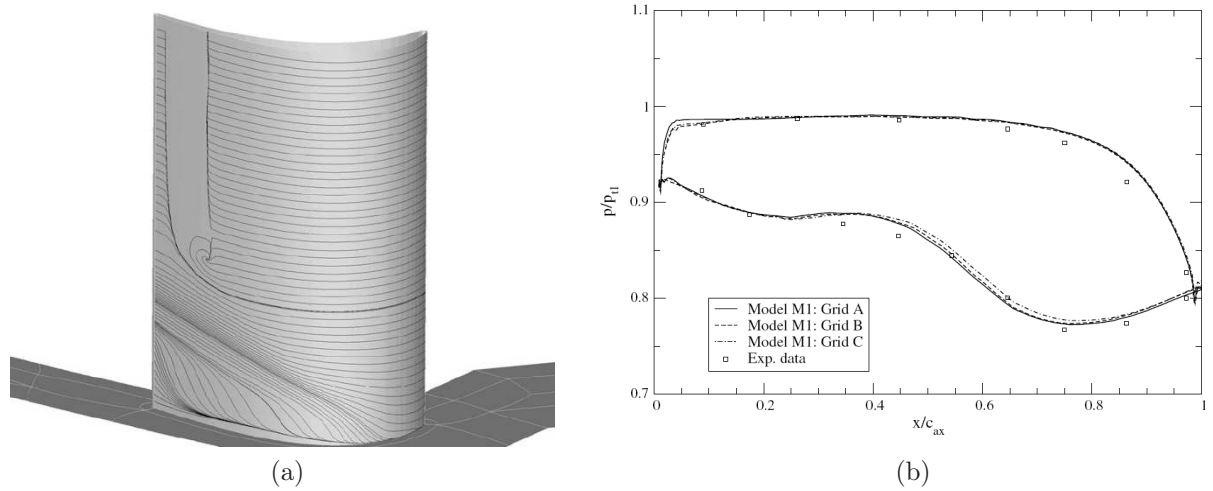


Figura 4.8.: a) Linhas de corrente na zona de sucção da pá obtidas por Cutrone et al. (2008). Neste caso a dimensão do vórtice de passagem é bastante superior aquela que foi obtida no presente trabalho. b) Evolução da distribuição de pressão $p/p_{0,ini}$ ao longo da corda axial, para uma secção da cascata de pás T106 nas paredes laterais, resultados obtidos por Cutrone et al. (2008).

A avaliação da capacidade das funções de parede na modelação de escoamentos turbulentos com efeitos separação e transição foi analisada calculando o escoamento nas paredes laterais. Na modelação junto das paredes laterais ambos os modelos que utilizam funções de parede falham na previsão dos efeitos de separação. O modelo de baixo número de Reynolds falha igualmente essa previsão, apresentando, no entanto, resultados sensivelmente melhores. Esta modelação permitiu conhecer, ainda que de forma aproximada, a dimensão do erro que advém quando se opta pela utilização de funções de parede na previsão deste tipo de escoamentos.

Relativamente aos escoamentos secundários, os modelos utilizados também falham na sua modelação. A previsão da dimensão e localização do vórtice de passagem é bastante inferior à apresentada por Cutrone et al. (2008), veja-se a Fig.4.8-a).

Relativamente à Fig.4.5 verifica-se que, apesar de ser subsónico, o escoamento possui zonas perto do nível transónico. Como tal, um aumento da velocidade à entrada pode levar à criação de bolsas supersónicas que, a meio da superfície de sucção da pá e no bordo de fuga, irão provocar ondas de choque que irão perturbar o escoamento a jusante do estator.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

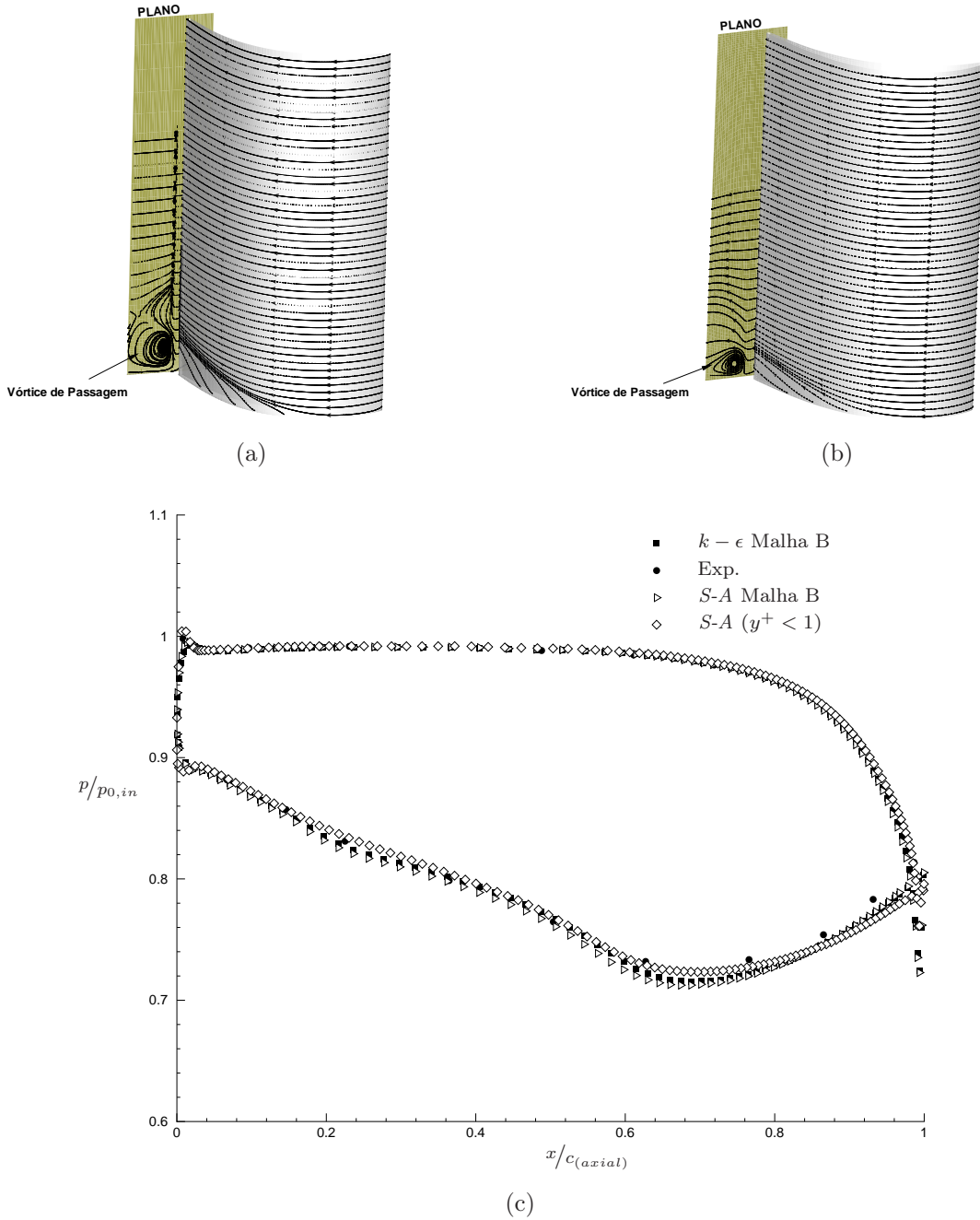
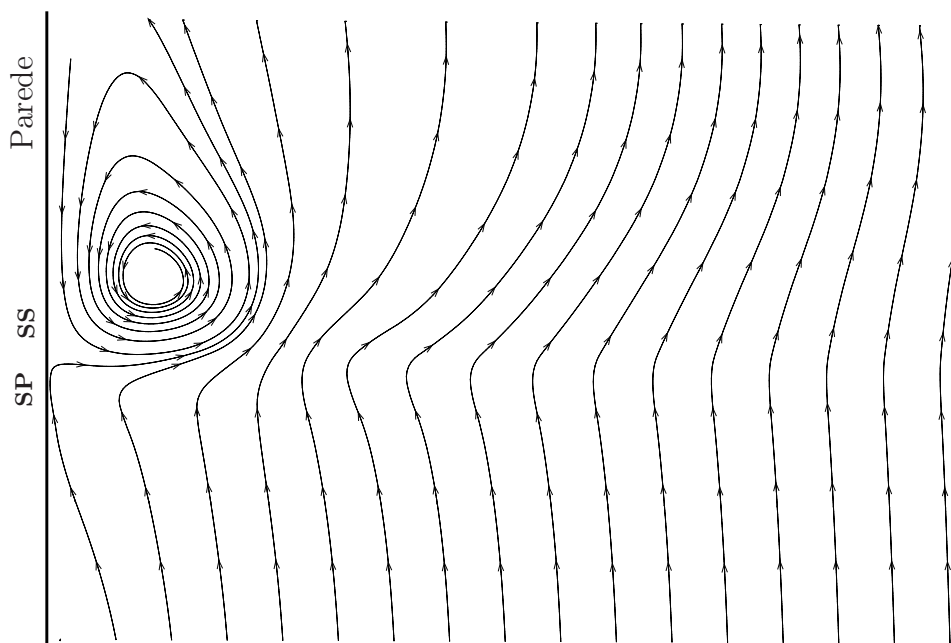
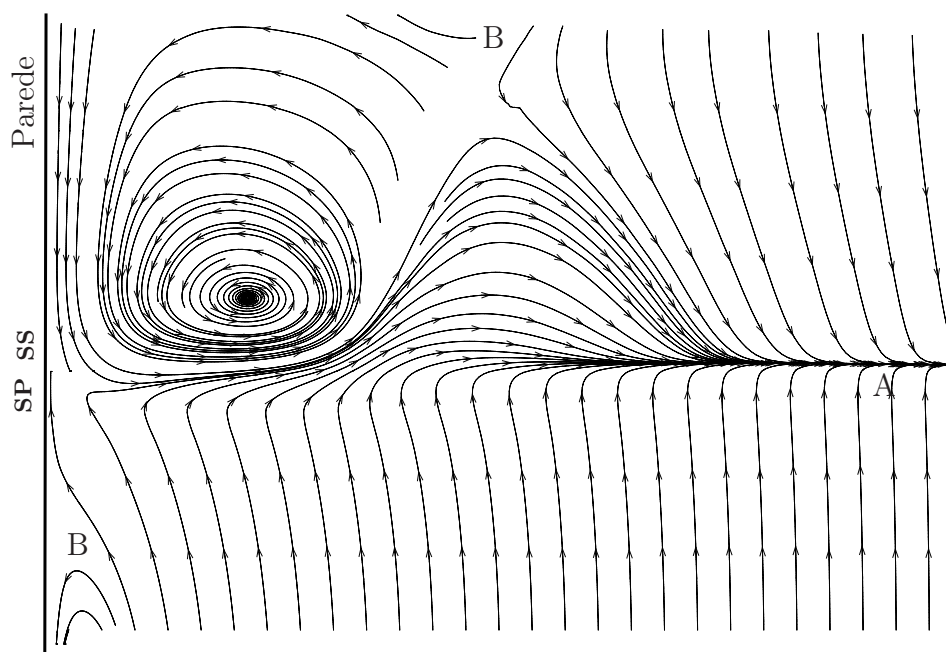


Figura 4.9.: Linhas de corrente e distribuição de pressão superfície da pá T106. a) Superfície de sucção resolvendo toda a camada limite com y^+ máximo na pá igual a 0,48 e com um z^+ máximo na carcaça igual a 0,53. b) Superfície de sucção utilizando funções de parede com y^+ a variar entre 30 e 300. c) Distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ ao longo da corda axial para a cascata de pás T106, secção a meio da envergadura. Comparação entre os resultados experimentais e numéricos.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar



(a)



(b)

Figura 4.10.: Representação das linhas de corrente, nos planos perpendiculares ao sentido do escoamento, posicionados a jusante do bordo de fuga. a) Utilizando funções de parede. b) Resolvendo toda a camada limite.

4. Resultados obtidos para definição do modelo numérico a adoptar

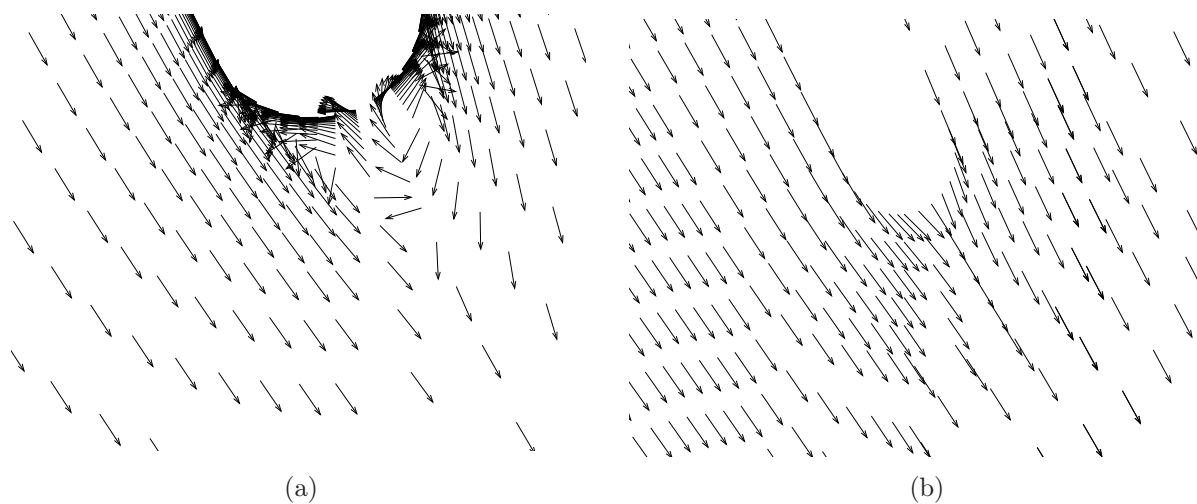


Figura 4.11.: Representação dos vectores da vorticidade libertada pelo bordo de fuga, numa secção a meio da envergadura da pá. a) Utilizando o modelo se *Spalart-Allmaras* e resolvendo toda a camada limite. b) Utilizando o modelo de *Spalart-Allmaras* e utilizando funções de parede.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

Neste capítulo pretende-se modelar o escoamento turbulento num andar transónico de uma turbina de baixa pressão. Os resultados obtidos são comparados com os valores experimentais, avaliando-se, desta forma, a precisão das funções de parede na modelação de escoamentos turbulentos. É de esperar que os problemas e as soluções encontradas neste capítulo, sirvam para enriquecer o nosso conhecimento sobre modelação computacional em turbomáquinas. Espera-se, também, que neste capítulo seja encontrada a motivação necessária à realização de futuros trabalhos nesta área. A colaboração internacional com a Universidade de Graz foi aqui imprescindível.

5.1. Geometria do andar e construção da malha

A geometria 3D do andar transónico utilizada para modelar o escoamento turbulento foi gentilmente cedida pelo Dr. Emil Göttlich do *Institute for Thermal Turbomachinery and Machine Dynamics, University of Technology, Graz, Austria*. Os dados geométricos foram cedidos em formato de folha de cálculo do *Microsoft Office Excel*. Neste ficheiro encontravam-se os dados em coordenadas cartesianas e em coordenadas cilíndricas para as pás do estator e do rotor, e também para a carcaça e cubo da turbina. Para criar a geometria 3D do andar, constituído por uma pá do estator, por uma pá do rotor, pelo cubo e pela carcaça utilizou-se um programa de CAD 3D. Os *fillets* do estator, presentes na zona da carcaça e na zona do cubo, e os do rotor, presentes na zona do cubo foram também modelados, veja-se a Fig.5.1.

O estator é constituído por 24 pás e o rotor por 36 pás, o que resulta numa relação de 2:3 entre as pás do estator e as pás do rotor. O modelo *mixing plane* permite, no entanto, modelar o andar apenas com uma pá para o estator e com uma pá para o rotor.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

Tabela 5.1.: Dados relativos à geometria utilizada e condições de operação em que esta foi testada experimentalmente (Göttlich et al., 2006).

Número de pás do estator	24
Número de pás do rotor	36
Corda da pá do estator ($1/2$ envergadura) [mm]	78,9
Corda axial da pá do estator ($1/2$ envergadura) [mm]	56,1
Ângulo de deflexão - estator [graus]	70
Corda da pá do rotor ($1/2$ envergadura) [mm]	55,9
Corda axial da pá do rotor ($1/2$ envergadura) [mm]	46,8
Ângulo de deflexão- rotor [graus]	107
Razão de aspecto do estator (<i>envergadura-saída/corda</i>)	0,70
Razão de aspecto do rotor (<i>envergadura-saída/corda</i>)	1,24
Folga entre a pá do rotor e a carcaça / envergadura [%]	1,4
Espaçamento entre o estator e o rotor [mm]	47
Relação de pressão, $p_{0,in}/p_{out}$	3,50
Velocidade de rotação [rpm]	10.600
Temperatura de estagnação à entrada $T_{0,in}$ [K]	403
Número de Reynolds à saída do estator	$2,57 \cdot 10^6$
Número de Reynolds à saída do rotor	$1,69 \cdot 10^6$
Número de Mach à saída do rotor	0,46
Factor de carga, $\Delta h/u^2$	1,51

Na Tabela 5.1 estão representadas as principais características geométricas do andar modelado, assim como as condições de operação em que este foi testado experimentalmente. Mais dados relativos à geometria da turbina e à instalação onde esta foi ensaiada podem ser encontrados em Göttlich et al. (2006).

5.1.1. Construção do domínio de cálculo e estudo de qualidade da malha

O estudo de qualidade da malha foi realizado de uma forma independente para a malha do estator e para a malha do rotor. Desta forma garante-se que os problemas de convergência, que inevitavelmente surgiram, não foram causados pelo modelo *mixing plane* ou pelo modelo SRF, mas sim por uma qualquer irregularidade na malha. Da mesma forma as condições de fronteira foram impostas para garantir que o escoamento fosse completamente subsónico. Isto com o objectivo de não ocorrerem ondas de choque que influenciassem, de alguma forma, a propagação da informação dentro do domínio, afectando assim a convergência. Na Tabela 5.2 estão representadas as opções seleccionadas no código

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

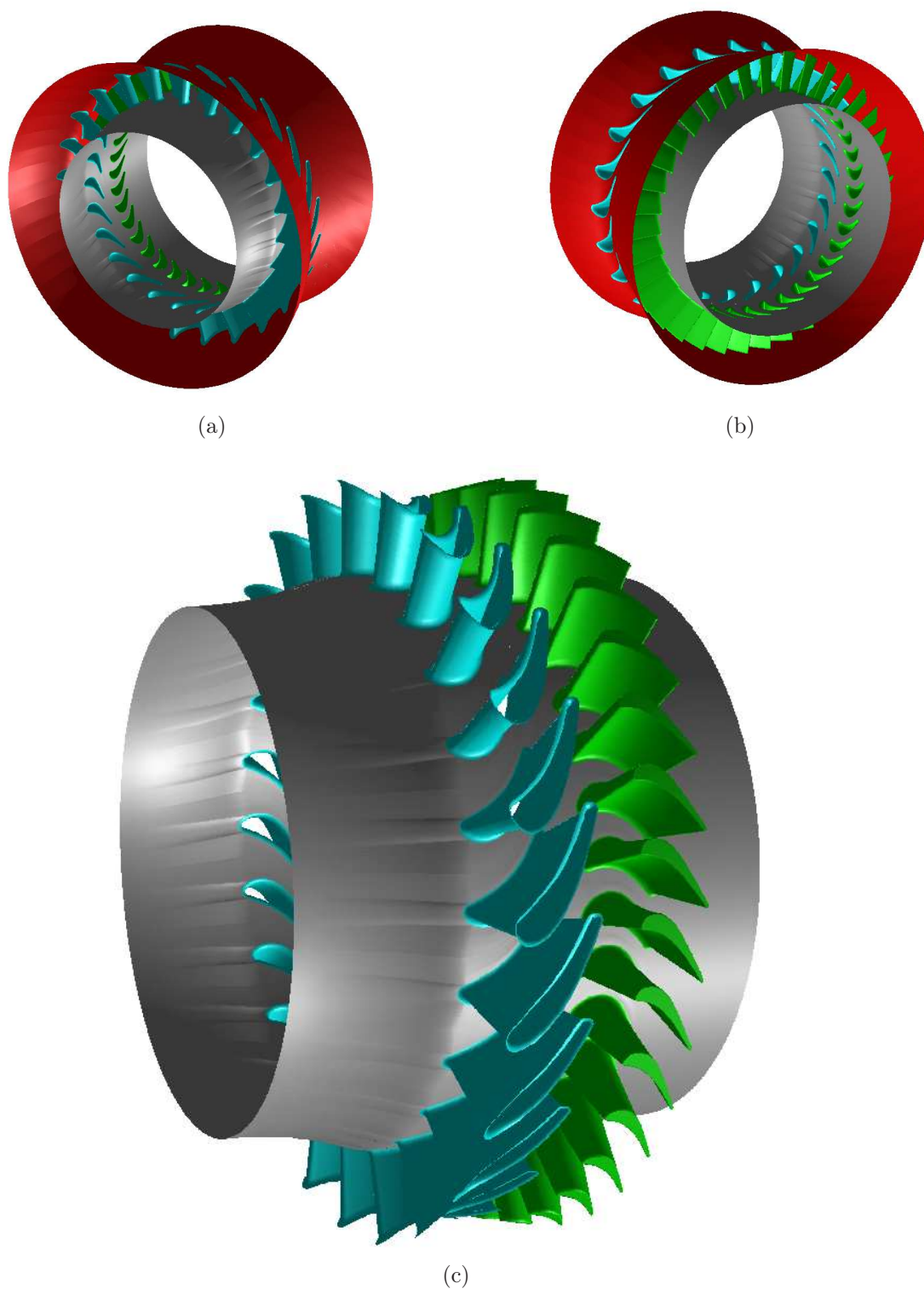


Figura 5.1.: Representação geométrica 3D do andar de turbina transónico de Graz. a) Pormenor da entrada do andar, com as pás do estator a azul e a carcaça a vermelho. b) Pormenor da saída do andar, com as pás do rotor a verde. c) Pormenor da coroa pás do andar, com o cubo a cinzento.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

FLUENT® para o teste de qualidade da malha do andar. Esta análise, para além de possibilitar a suavização de algumas zonas onde a malha se encontrava excessivamente “torcida”, permitiu também trabalhar de uma forma adequada as dependências dos conectores, de forma a garantir uma convergência suave e rápida.

A malha inicialmente gerada, através do estudo de qualidade, foi a *Malha A*. Esta é constituída por 15 blocos (8 blocos para o estator e 7 blocos para o rotor) e possui um total de 224 136 nós (131 136 nós para o estator e 93 000 nós para o rotor). Para o estator, no domínio entre pás são distribuídos 49 pontos e na direcção do escoamento são distribuídos 93 pontos. Na direcção radial são distribuídos 30 pontos e ao longo da superfície da pá, na direcção axial, distribuem-se 65 pontos. Neste caso, com o objectivo de suavizar a malha, os pontos do bordo de ataque e de fuga foram distribuídos segundo a direcção tangencial enquanto os restantes foram distribuídos segundo a direcção axial.

No caso do rotor, no domínio entre pás são distribuídos 29 pontos, na direcção do escoamento são distribuídos 93 pontos e segundo a direcção radial são distribuídos 30 pontos. Ao longo da superfície da pá são distribuídos 65 pontos, neste caso, da mesma forma que sucedeu no estator, os pontos do bordo de ataque e de fuga foram distribuídos segundo a direcção tangencial enquanto os restantes foram distribuídos segundo a direcção axial. A folga entre rotor e a carcaça modelada utilizando um bloco estruturado, de fluido, projectado desde a ponta da pá até à carcaça.

5.2. Descrição do caso de teste

O escoamento a montante e a jusante do andar é subsónico e na região entre pás é transónico com algumas zonas a apresentar bolsas supersónicas. Assim, na entrada são impostas uma pressão e temperatura de estagnação e na saída é imposta uma distribuição de pressão estática de forma a se verificar o equilíbrio radial. A relação de pressão e a temperatura de estagnação foram obtidas através dos dados apresentados na Tabela 5.1. Na interface do *mixing plane* é definida, à saída do estator, uma condição de fronteira *pressure outlet* que é obrigatória neste modelo. À entrada do rotor é definida uma condição de fronteira de *pressure inlet*, uma vez que o escoamento nesta região é transónico.

Devido à complexidade do problema, e com o objectivo de se obter uma solução preliminar, foi realizado um cálculo com uma discretização espacial *upwind* de primeira ordem, utilizando o modelo de turbulência de *Spalart-Allmaras* na resolução das equações de Navier-Stokes. A opção por este modelo surgiu, mais uma vez, devido ao facto, de a

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

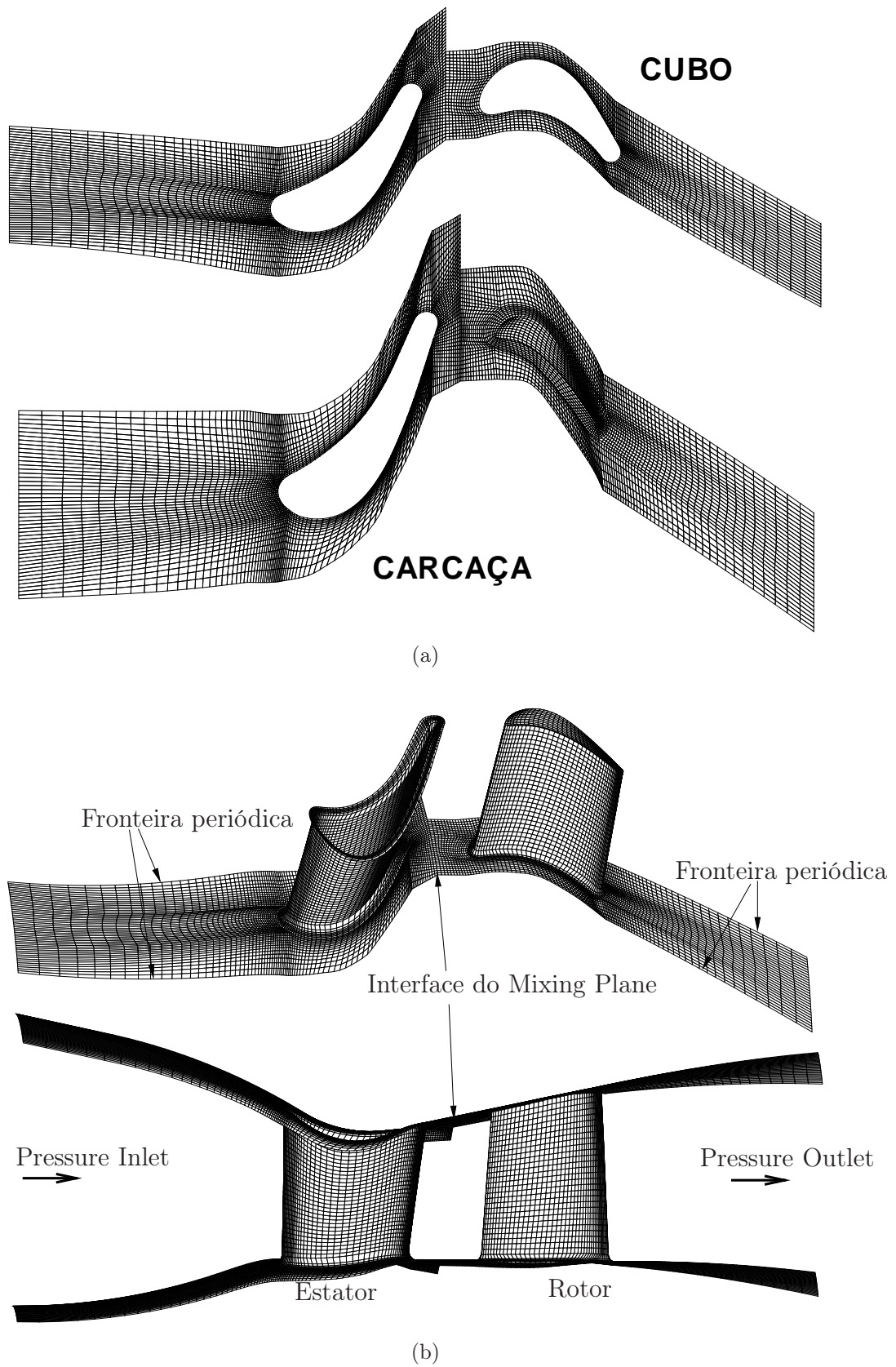


Figura 5.2.: *Malha A* utilizada na simulação computacional. a) Representação 2D das secções da carcaça e do cubo. b) Representação 3D do andar modelado.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

Tabela 5.2.: Opções seleccionadas no código FLUENT[®] para o teste de qualidade da malha no andar de turbina (Fluent, 2006).

Solver	Compressível; Runge-Kutta; explícito; 3D.
Condições de fronteira de entrada	Pressão e temperatura de estagnação; ângulos do escoamento.
Condições de fronteira na saída	Pressão estática.
Tipo de fluido	Gás ideal.
Discretização espacial	<i>Upwind</i> de segunda ordem.
Tratamento na fronteira	Condição de escorregamento nas parede.
Modelo utilizado	Invíscido.
Tipo de malha	Estruturada do tipo H.

um nível computacional ser o menos dispendioso. Ainda assim este é um modelo de turbulência que apresenta um bom comportamento na modelação de turbomáquinas (Fluent, 2006), como ficou demonstrado no capítulo anterior. Um outro motivo prende-se com o facto de a modelação computacional não-estacionária realizada por Göttlich et al. (2006), para o andar aqui calculado, utilizar este modelo na resolução das equações de Navier-Stokes.

Foi imposta à entrada uma intensidade de turbulência de 10% e um comprimento de mistura igual a 1% do passo definido a meio da envergadura do estator. Esta intensidade de turbulência e comprimento de mistura são comuns na modelação de turbinas. É ainda importante referir que a turbina se encontra num regime de funcionamento dentro do seu ponto de projecto, como tal é de esperar que a libertação de vórtices seja de pequena dimensão, por comparação a um cálculo fora das condições de projecto.

Posteriormente, e utilizando como dados iniciais os resultados do cálculo de primeira ordem, procedeu-se a uma análise do escoamento turbulento com uma discretização de segunda ordem. Esta modelação foi realizada com as mesmas condições de fronteira à entrada, à saída e no *mixing plane*. Na Tabela 5.3 estão representadas as opções seleccionadas no código FLUENT[®] para a análise do escoamento turbulento no andar de turbina.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

Tabela 5.3.: Opções seleccionadas no código FLUENT[®] para a análise do escoamento turbulento no andar de turbina (Fluent, 2006).

Solver	Compressível; implícito; 3D; Dupla precisão.
Condições de fronteira de entrada	Pressão e temperatura de estagnação; ângulos do escoamento; intensidade de turbulência e <i>length scale</i> .
Condições de fronteira na saída	Pressão estática.
Tipo de fluido	Gás ideal.
Discretização espacial	<i>Upwind</i> de primeira e segunda ordem.
Tratamento na fronteira	Funções de parede.
Modelo de turbulência utilizado	<i>Spalart-Allmaras</i> .
Tipo de malha	Estruturada do tipo H.

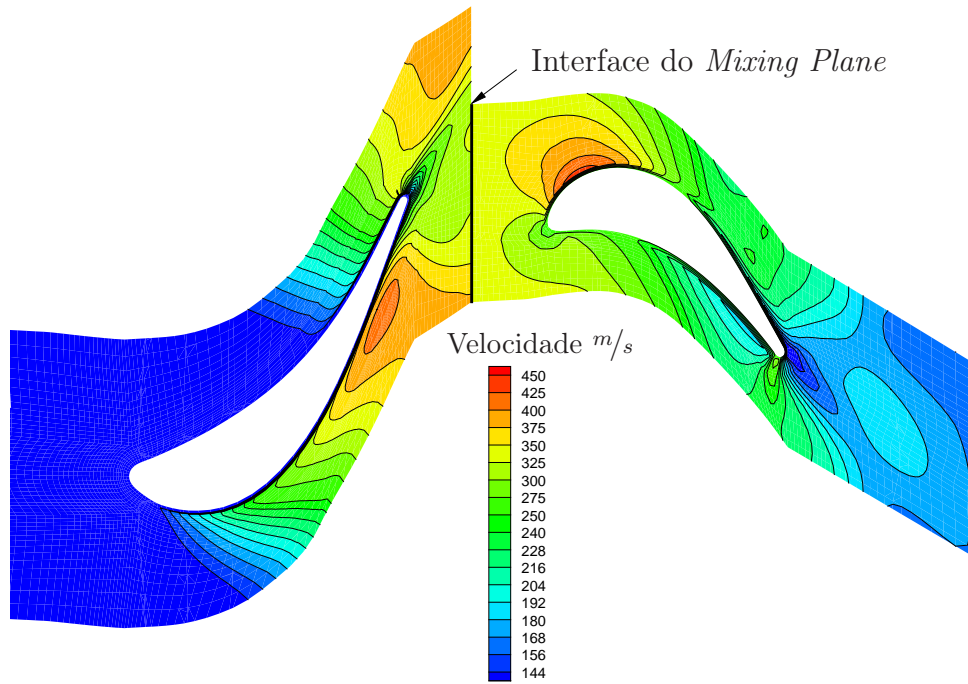
5.3. Resultados obtidos a partir da *Malha A*

A Fig. 5.3-a) apresenta uma distribuição das isolinhas referentes à velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do estator ($r = 0, 226$). Estes resultados preliminares foram obtidos a partir com uma discretização espacial *upwind* de primeira ordem. O tratamento da parede sólida foi realizado com recurso a funções de parede, com uma distribuição do y^+ a variar na maior parte da parede entre 30 e 300.

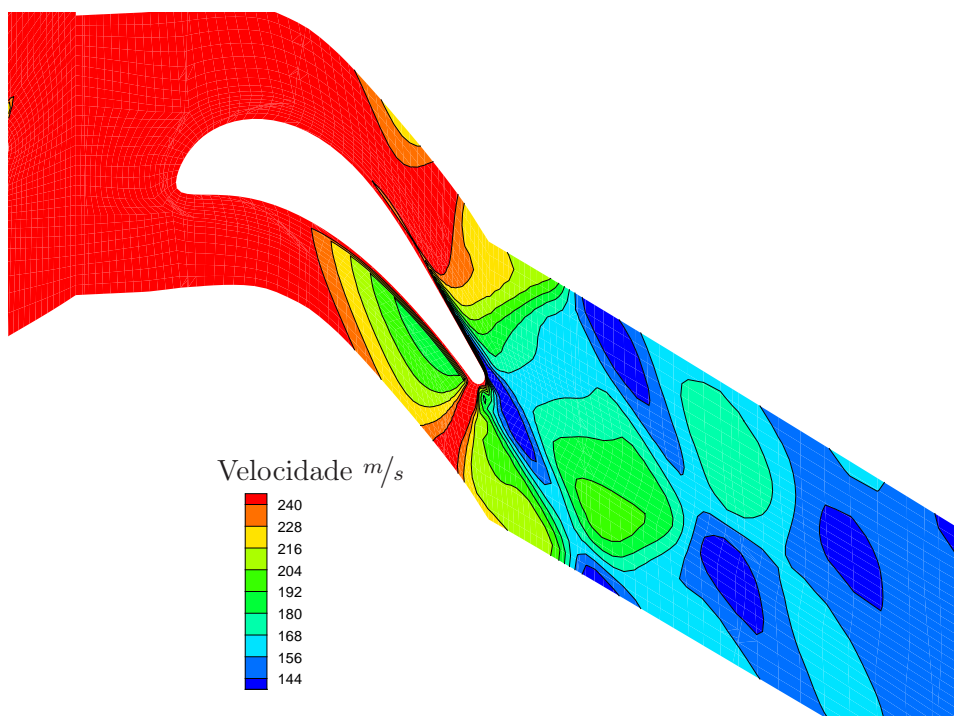
Nas Figs.5.4-a) e 5.3 estão representados os resultados obtidos com uma discretização espacial *upwind* de segunda ordem. Na Fig. 5.4-a) apresenta-se a distribuição de velocidade no plano radial, definido a meio da envergadura do estator ($r = 0, 226$), e na Fig.5.3-b) está representada a mesma distribuição, mas neste caso, num plano definido a meio da envergadura do rotor ($r = 0, 238$), estes resultados podem ser comparados com os resultados experimentais obtidos por Göttlich et al. (2006) e representados na Fig.5.4-b).

O tratamento da parede sólida foi igualmente realizado com recurso a funções de parede, com uma distribuição do y^+ a variar na maior parte da parede entre 30 e 300. A Fig.5.4-a) apresenta os resultados experimentais obtidos por Göttlich et al. (2006) nos planos radiais definidos, a meio da envergadura do estator ($r = 0, 226$) e a meio da envergadura do rotor ($r = 0, 238$). Estes resultados foram obtidos através da técnica PIV

5. Modelação do escoamento num andar de turbina



(a)



(b)

Figura 5.3.: a) Distribuição das isolinhas referentes à velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do estator ($r = 0, 226$). Estes resultados foram obtidos com uma discretização espacial *upwind* de primeira ordem. b) Distribuição das isolinhas de velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do rotor ($r = 0, 238$), para o cálculo de segunda ordem.

(*Particle Image Velocimetry*), mais informações sobre este método experimental podem ser encontradas em Woisetschläger e Göttlich (2008).

5.4. Estudo de independência da malha

Visto este ser um caso teste completamente desconhecido, procedeu-se a um estudo de independência da malha. Este estudo pode ser feito de duas formas distintas. A primeira forma é completamente automática, utilizando a função *adapt grid* do FLUENT®. Esta permite refinar a malha automaticamente baseando-se em factores como gradientes elevados ou mesmo na distribuição do y^+ . A segunda forma é completamente manual, gerando-se uma nova malha com um número de nós mais elevado ou mais reduzido. Numa primeira abordagem optou-se pelo método manual.

Como tal gerou-se uma malha bastante mais refinada que aquela que se encontra descrita na subsecção 5.1.1. Esta possui um total de 610 067 nós (*Malha B*). Nesta nova malha não se alterou a distribuição dos nós nos conectores nas regiões de parede, uma vez que qualquer alteração da malha naquela zona poderia levar a uma não verificação do y^+ .

Para comparar os resultados obtidos com cada uma das malhas utilizou-se a distribuição de pressão estática a meio da envergadura da pá do estator e a meio da envergadura da pá do rotor. Na Fig.5.5 está representada a evolução da distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ a meio da envergadura do estator e a meio da envergadura do rotor. Estas distribuições permitem-nos comparar os resultados obtidos com a *Malha A* e com a *Malha B*. Estes levam-nos a afirmar que os resultados obtidos alteram-se com o refinamento da malha. Como tal necessitámos de criar uma malha com uma resolução intermédia entre estas duas, esta malha possui 395 296 nós e será classificada como *Malha C*.

Os resultados obtidos através da *Malha C* para a distribuição de pressão $p/p_{0,in}$ estão representados na Fig.5.6. Na Fig.5.6-a) estão representados os resultados obtidos a meio da envergadura do estator e na Fig.5.6-b) apresenta-se a mesma distribuição, mas neste caso, a meio da envergadura do rotor. Ambos os resultados se encontram em acordo com aqueles foram obtidos com a *Malha B*. Podemos então afirmar que o maior refinamento da *Malha C* não altera significativamente os resultados obtidos. Descreve-mos agora o domínio de cálculo classificado como *Malha C*.

A *Malha C* é estruturada e do tipo H, esta é constituída por 15 blocos (8 blocos para o estator e 7 blocos para o rotor) e possui um total de 395.296 nós. Para o estator, no domínio entre pás são distribuídos 49 pontos e na direcção radial são distribuídos 40

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

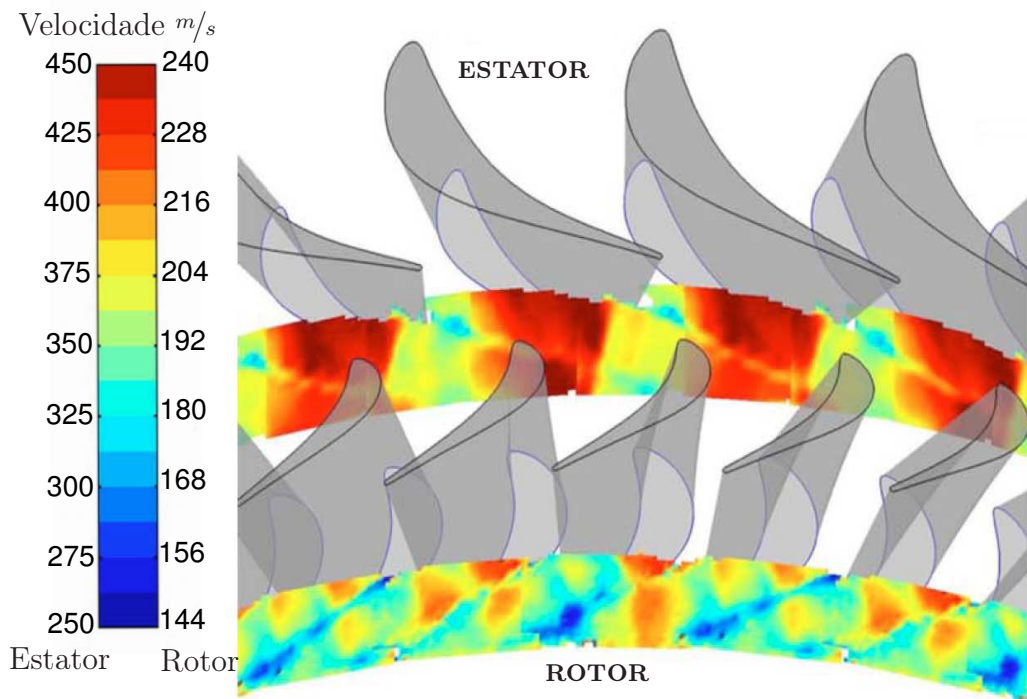
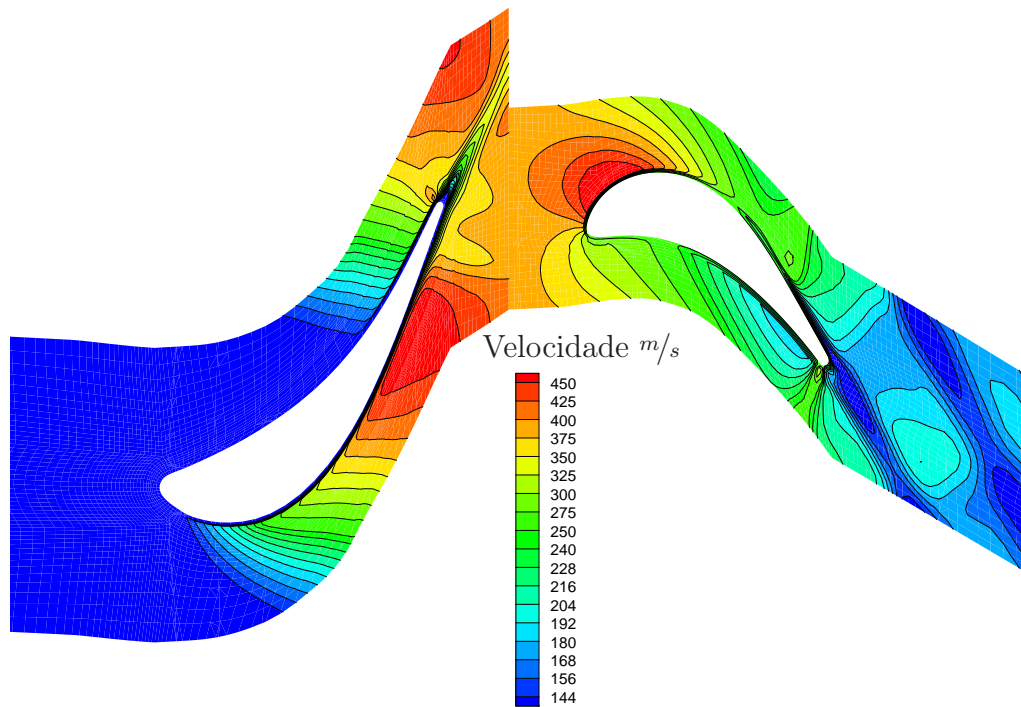


Figura 5.4.: Distribuição das isolinhas de velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do estator ($r = 0,226$), para o cálculo de segunda ordem. a) Resultados numéricos. b) Resultados experimentais.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

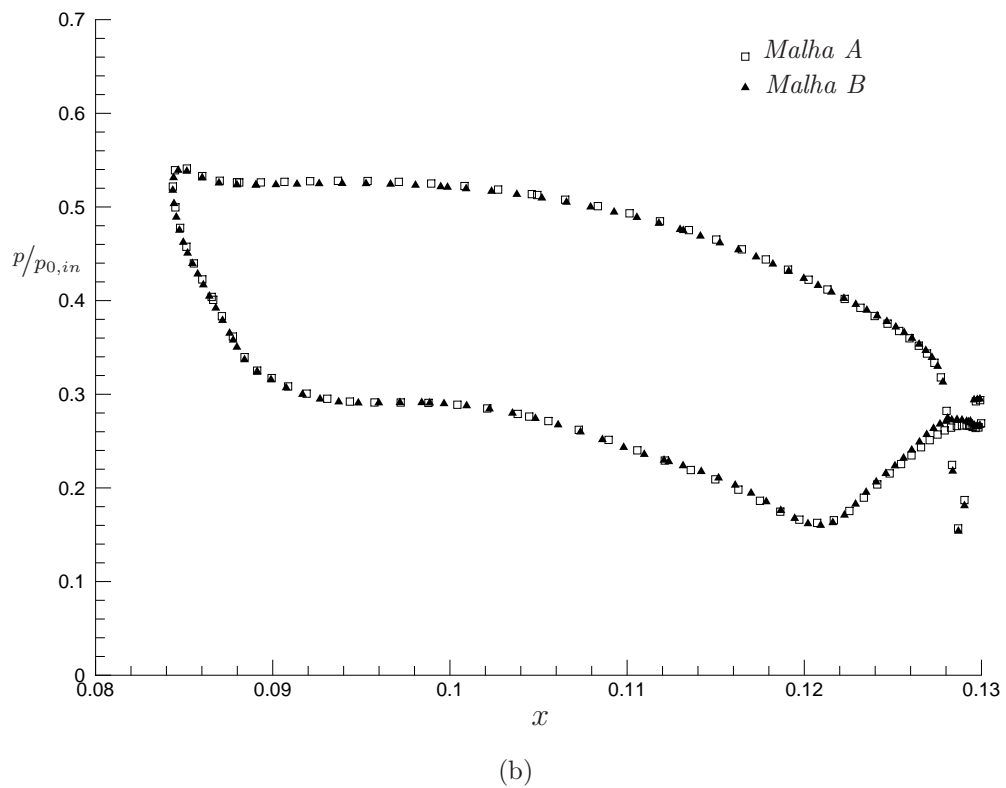
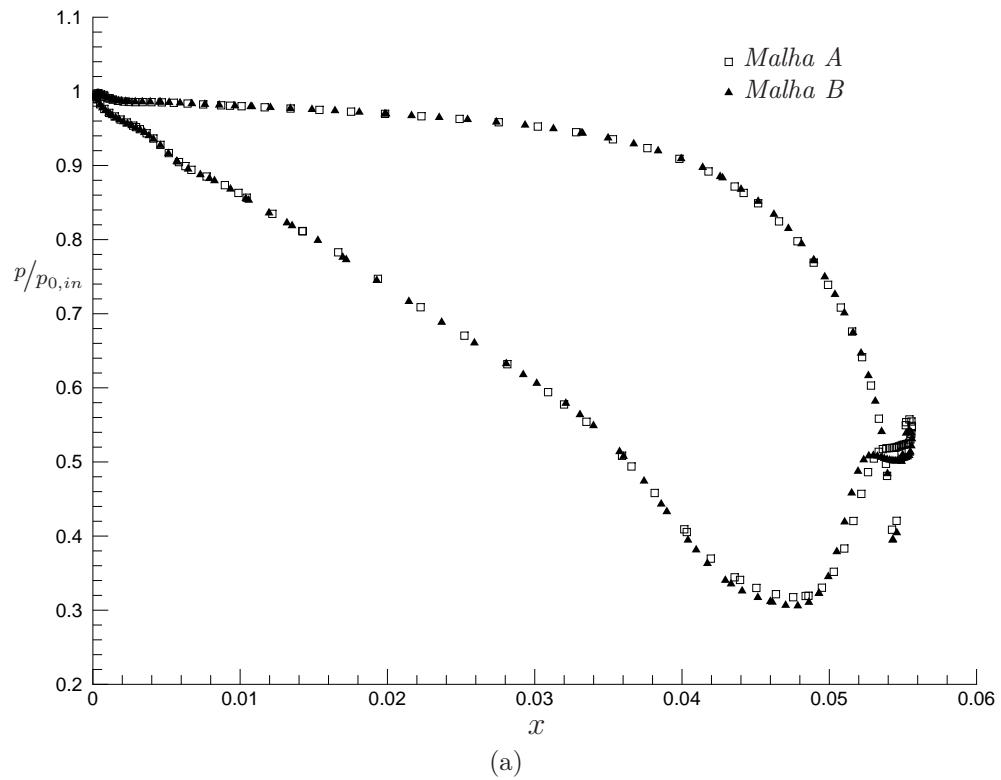


Figura 5.5.: Distribuição da relação de pressão $p/p_{0,in}$, comparação entre os resultados obtidos com a Malha A de 224.136 nós e com a Malha B de 610.067 nós. a) Resultados a meio da envergadura do estator. b) Resultados a meio da envergadura do rotor.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

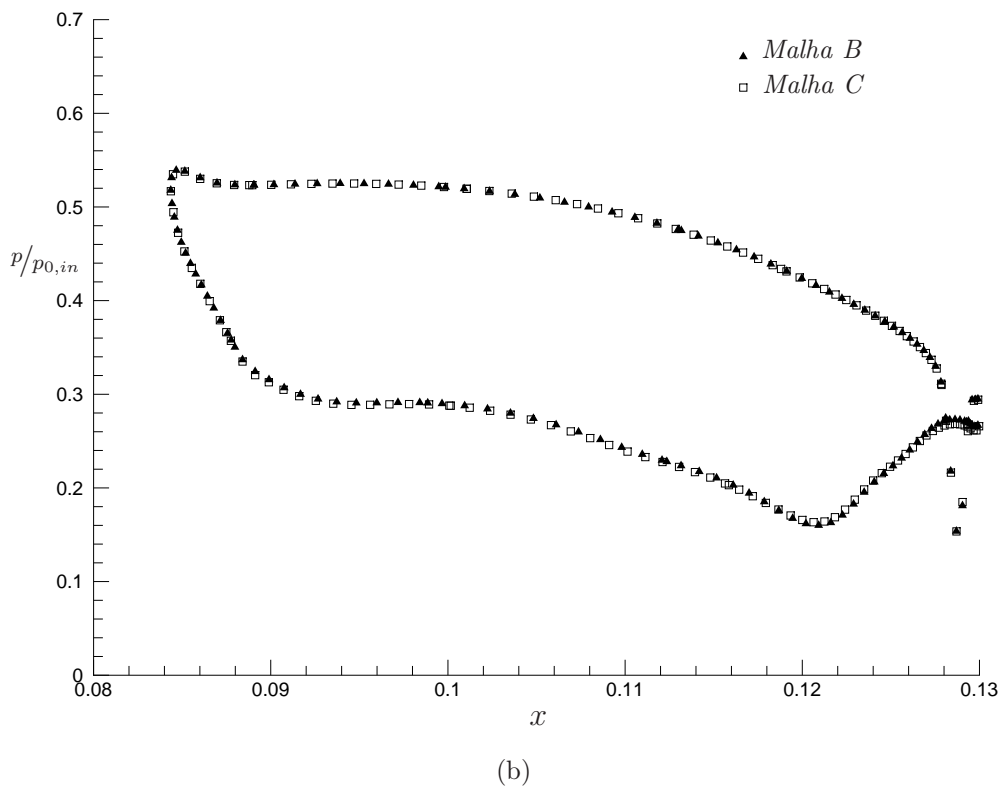
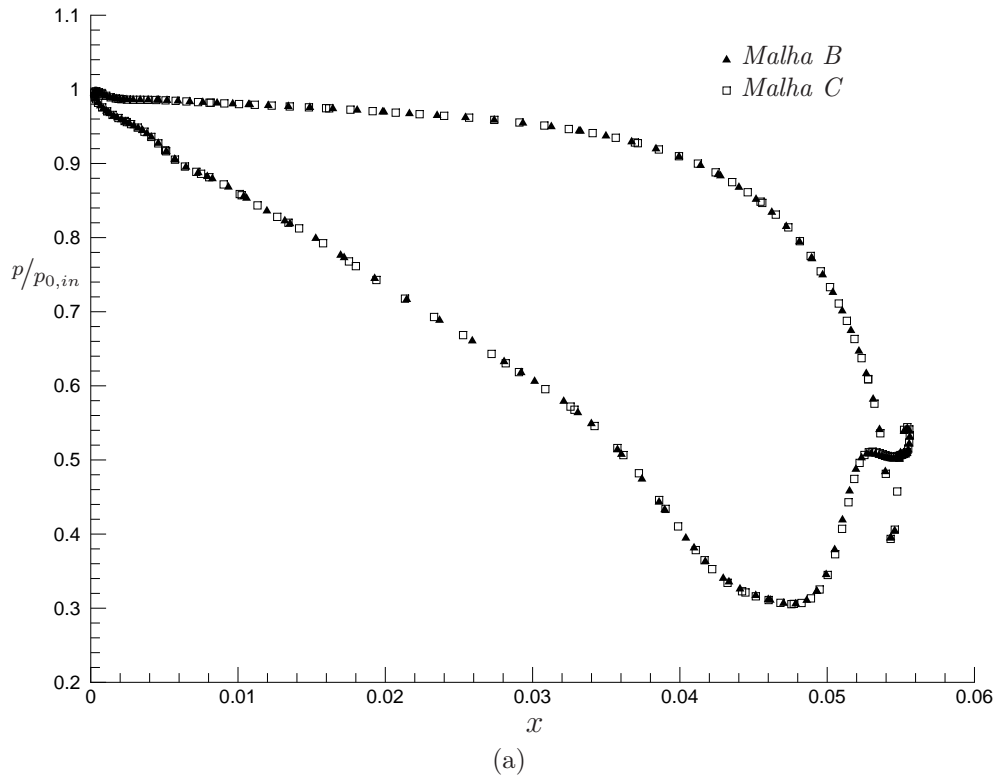


Figura 5.6.: Distribuição da relação de pressão $p/p_{0,in}$, comparação entre os resultados obtidos a *Malha B* de 610.067 nós e com a *Malha C* composta por 395.296 nós. a) Resultados a meio da envergadura do estator. b) Resultados a meio da envergadura do rotor.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

pontos. Na direcção do escoamento são distribuídos 123 pontos, sendo que 82 pontos são distribuídos ao longo da superfície da pá. Neste caso, com o objectivo de suavizar a malha, os pontos do bordo de ataque e de fuga foram distribuídos segundo a direcção tangencial, enquanto os restantes foram distribuídos segundo a direcção axial.

No caso do rotor, no domínio entre pás são distribuídos 29 pontos, na direcção do escoamento são distribuídos 128 pontos e segundo a direcção radial são distribuídos 40 pontos. Ao longo da superfície da pá, na direcção axial, são distribuídos 79 pontos, neste caso, da mesma forma que sucedeu no estator, os pontos do bordo de ataque e de fuga foram distribuídos segundo a direcção tangencial, enquanto os restantes foram distribuídos segundo a direcção axial.

Apresentam-se agora os resultados obtidos a partir da *Malha C*, resultante do estudo de independência da malha. Na Fig.5.7 estão representadas as distribuições das isolinhas de velocidade, num plano radial definido a meio da envergadura do estator, e a meio da envergadura do rotor. Estes resultados podem ser comparados com os experimentais, representados na Fig.5.4-b), e com os resultados numéricos obtidos com a *Malha A*, presentes nas Figs.5.3-b) e 5.4-a).

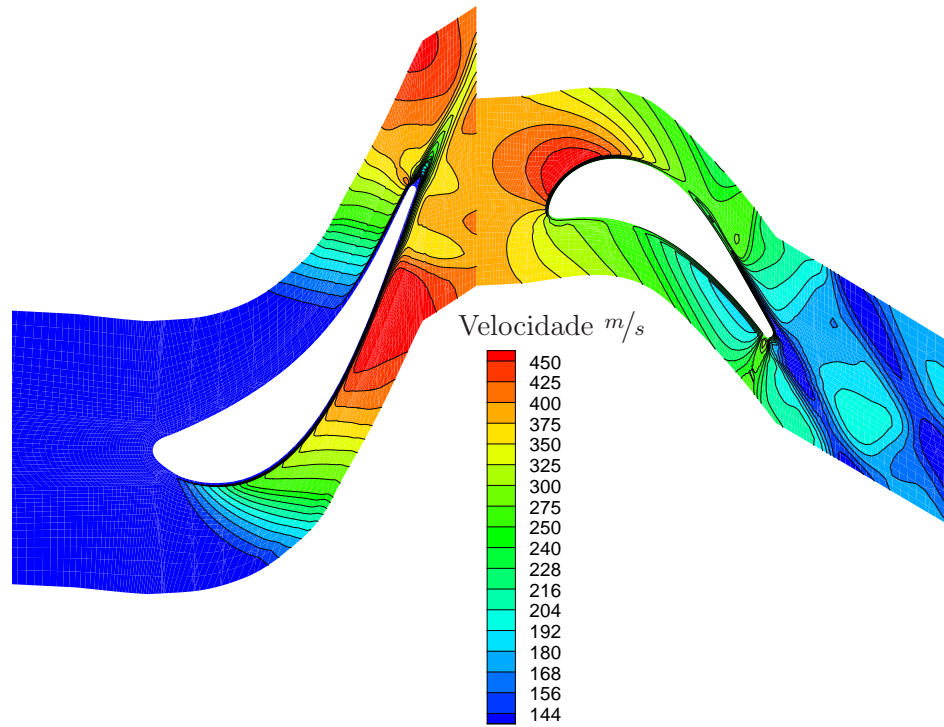
5.5. Problemas de convergência durante o processo de cálculo

Durante todo o processo de cálculo surgiram os mais variados problemas relativamente à convergência. Inicialmente essas dificuldades surgiram devido a problemas da própria estrutura da malha. Isto obrigou a fazer um estudo de qualidade da malha, que se revelou bastante proveitoso ao nível de ganho de tempo no resto da simulação computacional.

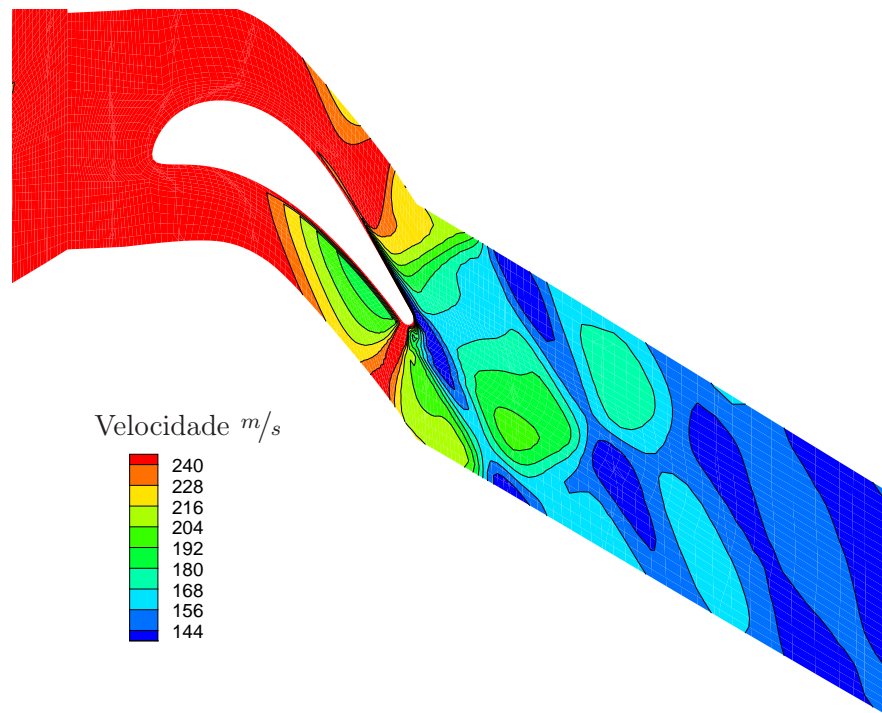
O primeiro dos problemas ocorreu quando se optou pela utilização de um *solver* explícito para resolver as equações. Este convergia bastante bem quando se utilizava uma discretização espacial de primeira ordem, mas apresentava graves problemas de convergência quando se aumentava o nível de discretização para segunda ordem. Nestas últimas condições o escoamento apresentava uma recirculação na interface do *mixing plane*. Para reduzir estes problemas implementou-se uma condição de fronteira de não reflexão, em lugar das condições clássicas inicialmente usadas. O problema da recirculação numérica foi resolvido, mas mantiveram-se os problemas de convergência.

Posteriormente reduziu-se o passo de tempo e baixaram-se os valores de relaxação,

5. Modelação do escoamento num andar de turbina



(a)



(b)

Figura 5.7.: a) Distribuição das isolinhas referentes à velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do estator ($r = 0,226$). b) Distribuição das isolinhas de velocidade num plano radial definido a meio da envergadura do rotor ($r = 0,238$). Estes resultados foram obtidos a partir da *Malha C*.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

para a equação de transporte da viscosidade turbulenta, para o caso ser resolvido de uma forma mais lenta. Isto na tentativa de reduzir a intensidade de alguma não-estacionaridades que estivesse a afectar a convergência. Ambas as tentativas foram infrutíferas em aumentar o nível de convergência.

Uma outra tentativa foi a utilização do modelo MRF como inicialização do *mixing plane*. Como tal, gerou-se um domínio de cálculo com 2 pás no estator e 3 pás no rotor, de forma a garantir a periodicidade exigida pelo modelo MRF. No entanto, o próprio nível de convergência com o MRF não era satisfatório e quando se inicializava o *mixing plane* os problemas de convergência surgiam novamente.

Houve ainda a tentativa de modificar o factor de relaxação do *mixing plane* de forma a este actualizar de uma forma mais lenta as condições de fronteira na interface. No entanto, mais uma vez, esta tentativa se revelou um fracasso. Houve mesmo a tentativa de, após a obtenção de uma solução preliminar em primeira ordem, activar-se a discretização de segunda ordem com um factor de relaxação no *mixing plane* igual a zero. Isto resultaria numa não actualização das condições de fronteira, e pretendia-se assim que os dois blocos de fluido fossem resolvidos em segunda ordem independentemente um do outro.

A única solução encontrada foi a de utilizar o *solver* implícito na resolução das equações. O facto de o andar correr melhor com o *solver* implícito pode dever-se ao facto de este resolver as equações de uma forma acoplada, através de um sistema de equações, desta forma a actualização da variáveis é mais rápida. Isto porque para uma dada variável, o valor desconhecido de cada volume de controlo é calculado com base nos valores desconhecidos, nesse passo de tempo, e conhecidos, do passo de tempo anterior, dos volumes de controlo vizinhos. Ou seja, o *solver* implícito resolve todas as variáveis em todas as células ao mesmo tempo de uma forma acoplada.

Por outro lado o *solver* explícito, para calcular uma variável apenas se baseia numa relação que engloba todas as variáveis conhecidas no passo de tempo anterior. Desta forma apenas resolve uma equação, de cada vez, para cada variável desconhecida.

Em geral os *solvers* implícitos necessitam de mais memória que os explícitos, o que pode tornar difícil efectuar o cálculo deste andar com malhas mais densas.

5.6. Nota conclusiva

Neste capítulo apresentaram-se os resultados obtidos na modelação do escoamento turbulento num andar transónico de uma turbina de baixa pressão.

5. Modelação do escoamento num andar de turbina

Foi descrita a geometria 3D utilizada, que se revelou ser bastante complexa, devido não só às características geométricas das próprias pás mas também aos pequenos detalhes existentes em cada uma delas. Demonstrou-se também a forma mais correcta de realizar um estudo de qualidade da malha quando estamos perante a simulação de um andar. Este estudo revelou-se bastante proveitoso porque, a partir dele, podíamos confiar plenamente na qualidade da malha e podíamos focar completamente a nossa atenção nos problemas, até hoje por nós desconhecidos, que ocorrem na modelação de andares de turbomáquinas.

Apresentaram-se resultados preliminares obtidos com uma primeira malha (*Malha A*). Estes, quando comparados com os experimentais revelaram-se relativamente precisos na previsão da velocidade. Visto este tratar-se de um caso desconhecido realizou-se um estudo de independência da malha. Os resultados obtidos com a nova malha (*Malha C*) revelaram-se em acordo com os obtidos com a *Malha A* e com os experimentais. No entanto seriam necessários mais dados experimentais para uma boa verificação do modelo numérico utilizado.

Apresentam-se também os resultados obtidos com uma discretização de primeira ordem para o andar transónico. Estes resultados encontram-se muito distantes da realidade física, o que vem comprovar a necessidade de executar simulações com graus de discretização mais elevados.

Devido à escassez de tempo não se desenvolveu uma malha que garantisse na sua totalidade uma distribuição do y^+ nas paredes entre 30 e 300. No entanto, a distribuição sobre as pás verifica na sua maior parte o y^+ . O facto de, após várias tentativas, não se conseguir obter uma verificação do y^+ em todas as paredes sólidas deve-se, em grande parte, às características geométricas das pás. Este problema deveu-se particularmente a existência de *fillets*, que em parte pertencem à pá e às paredes laterais, dificultando assim a distribuição dos nós na malha.

Este capítulo permitiu a aquisição de conceitos fundamentais na modelação de andares de turbomáquinas. Os problemas e soluções encontradas servirão de base a futuros investigadores e estudos nesta área do CFD. Tanto quanto é possível conhecer da literatura, a um nível nacional, este trabalho apresenta os primeiros resultados para a simulação do escoamento num andar de turbina em Portugal.

6. Conclusão

Apresentam-se seguidamente as conclusões principais, extraídas no decorrer do presente trabalho. É ainda feita uma referência aos trabalhos futuros a desenvolver no seguimento deste trabalho.

6.1. Análise do escoamento turbulento na cascata de pás linear T106

Os resultados obtidos numericamente, com funções de parede, para a evolução da pressão estática na região a meio da envergadura apresentam alguma discrepância relativamente aos resultados experimentais, isto pode ser devido a dois motivos. Um dos possíveis motivos é a limitação inerente à utilização de funções de parede na modelação de escoamentos a baixo número de Reynolds e com efeitos de separação e transição. Um segundo motivo pode ser devido à distribuição deficiente dos valores de y^+ ao longo da pá, uma vez que o escoamento a meio da pá pode ser considerado praticamente bi-dimensional e pouco afectado pela presença de paredes laterais.

Qualquer modelação de escoamento junto das paredes é bastante condicionada pelo parâmetro adimensional y^+ , este não é apenas afectado pela distância das células à parede mas também pela velocidade, viscosidade e densidade do fluido. Na modelação do escoamento na cascata de pás T106 utilizaram-se duas malhas com diferentes distribuições do y^+ . Isto permitiu avaliar a sua importância quando se pretendem implementar funções de parede. Na *malha A* garantiu-se um y^+ a variar entre 30 e 300, no entanto no bordo de ataque os valores para o y^+ apresentavam-se ligeiramente inferiores a 30. Esta redução pode provocar um erro numérico que se propagou para a zona de sucção da pá afectando os resultados nessa região, o que justifica o facto dos resultados melhorarem quando se utiliza a *malha B*, veja-se a Fig.4.4.

Ambos os modelos de turbulência, em conjunto com funções de parede, falham na

6. Conclusão

previsão dos efeitos da separação. O que leva imediatamente à conclusão de que os modelos de turbulência com funções de parede são incapazes de modelar um escoamento com fortes efeitos de separação e transição. Esta era uma conclusão esperada, como tal procedeu-se a uma modelação que resolvesse toda a camada limite. No entanto, verificou-se que o modelo de *Spalart-Allmaras* falha igualmente essa previsão, o que vai de encontro às conclusões recentemente apresentadas por Rumsey e Spalart (2008). Ainda assim os resultados foram sensivelmente melhores. Deve-se tentar modelar esta cascata com outros modelos de turbulência, nomeadamente com o modelo $k - \omega$, uma vez que foi através de um modelo baseado neste que Cutrone et al. (2008) obtiveram melhores resultados.

A modelação desta cascata permitiu ao autor adquirir conhecimentos fundamentais na geração de malhas. Nomeadamente permitiu compreender a importância da dependência dos conectores na obtenção de uma rápida convergência, uma vez que as passagens bruscas de volumes grandes para volumes pequenos e vice-versa pode levar a instabilidades. Verificou-se a importância da suavidade da malha na obtenção de uma boa convergência, uma vez que se verificou que malhas “torcidas” levam a uma fraca convergência. Também se compreendeu a importância da distância a que os domínios de entrada e saída devem ser colocados, isto porque se eles forem posicionados demasiado próximos do bordo de ataque, ou de fuga, podem levar a previsões erradas do escoamento. Estes conhecimentos revelaram-se fundamentais na geração da malha do andar.

6.2. Análise do escoamento turbulento no andar transónico

Apesar dos resultados numéricos obtidos neste trabalho estarem dentro da gama de valores dos resultados experimentais, estes não servem de todo para uma boa verificação do modelo utilizado. Para tal seriam necessárias, por exemplo, distribuições de pressão como aquelas que foram utilizadas na modelação do andar T106.

Uma boa forma de avaliar a capacidade do modelo *mixing plane* seria através da obtenção de resultados experimentais para uma distribuição de pressão ao longo da envergadura da pá. Isto porque, como foi referido na secção 2.2.2, a média que é feita no *mixing plane* não afecta variação do escoamento ao longo da direcção radial.

Esta modelação deixa em aberto algumas limitações do algoritmo do *mixing plane* implementado no FLUENT[®], quando sujeito a escoamentos supersónicos na sua interface,

6. Conclusão

o que ocorria no caso teste à saída do estator. Este mostrou-se incapaz de obter uma boa, e rápida, convergência quando se utilizou o solver explícito na resolução das equações. Isto apesar da utilização de diversos níveis de *multigrid*, de uma diminuição do número de *Courant* e da aplicação de condições de fronteira de não-reflexão. Uma das explicações encontradas baseia-se no facto que o *solver* explícito resolve as variáveis desconhecidas de uma forma mais lenta, uma vez que, na resolução das equações, só se baseia nas variáveis já conhecidas do passo de tempo anterior.

Por outro lado o *solver* implícito resolve as equações de uma forma acoplada, através de um sistema de equações, baseando-se nas variáveis conhecidas do passo de tempo anterior e desconhecidas do actual passo de tempo. Desta forma são resolvidas todas as variáveis em todas as células ao mesmo tempo, aumentando assim a velocidade na convergência. É então de esperar que, ao fim de bastante tempo, o *solver* explícito consiga também atingir uma boa convergência.

Alguns dos problemas de convergência evidenciados neste cálculo poderiam ser reduzidos se o FLUENT[®] tivesse as variantes sugeridas por Holmes (2008) implementadas no seu modelo *mixing plane*.

Na própria literatura, existem muito poucas referências a modelações de turbomáquinas de escoamento compressível com o recurso ao modelo *mixing plane* implementado no FLUENT[®]. Se restringirmos a nossa pesquisa a modelações em que a interface do *mixing plane* apresenta zonas de escoamento supersónico, as referências são quase inexistentes. Esta é mais uma originalidade do presente trabalho. As que existem não vão além de uma discretização espacial *upwind* de primeira ordem (Hanus et al., 2005). E como se demonstrou neste trabalho estas soluções encontram-se muito distantes da realidade física. Verifica-se, desta forma, que este trabalho é, também a um nível internacional, um excelente contributo para enriquecer conhecimentos sobre a modelação de escoamentos em turbomáquinas, com recurso ao algoritmo *mixing plane* implementado no código comercial FLUENT[®].

6.3. Trabalhos futuros

No caso da cascata linear T106, após a obtenção de resultados mais precisos na previsão dos efeitos de transição e separação com um novo modelo de turbulência, deve-se tentar aplicar as alterações geométricas sugeridas por Sauer et al. (2001) e descritas na secção 2.1. Para além das alterações apresentarem bons resultados na redução de escoamentos se-

6. Conclusão

cundários, este fornece resultados experimentais para a mesma cascata, logo os resultados obtidos poderão ser comparados com os numéricos.

Posteriormente poderá ser aplicado o método de projecto sugerido por Bagshaw et al. (2008), uma vez que este abrange grande parte das técnicas existentes na redução dos escoamentos secundários. Estes dois novos estudos poderão servir de base, e motivação, ao surgimento de novas técnicas de redução e controlo deste fenómeno que, segundo Lakshminarayana (1996), é responsável por uma perda de 2% a 4% no desempenho global das turbinas.

Para o andar transónico da turbina de baixa pressão sugere-se a obtenção de resultados experimentais para o coeficiente de perdas à saída do estator. Posteriormente poderão ser aplicadas as metodologias geométricas 3D anteriormente testadas na cascata de pás linear T106. Os resultados obtidos, em comparação com o coeficiente de perdas experimental, poderão servir para conhecer a influência das alterações geométricas na redução dos escoamentos secundários, isto quando estes ocorrem num andar de turbina. De forma a otimizar este processo poderão ser aplicadas as metodologias de projecto inverso 3D para cascatas de pás desenvolvidas por Páscoa (2007).

Seria bastante interessante, se fosse possível, obter uma boa convergência com o solver explícito. Podia-se assim avaliar a diferença que existe, em termos de desempenho, entre os dois *solvers*. Seriam assim provadas as conjecturas apresentadas na secção 6.2.

Deveria ainda tentar-se uma modelação não estacionária com o modelo *sliding mesh* existente no FLUENT®. Estes resultados poderão dar uma ideia da dimensão do erro, que advém da utilização de modelos estacionários, na modelação de escoamentos tipicamente não-estacionários. No entanto este tipo de cálculos está fora das actuais capacidades de cálculo existentes na UBI.

Bibliografia

- ANSYS, i. (2006). *Introductory Fluent Training - Solver settings*.
- Aupoix, B. e Spalart, P. R. (2003). Extensions of the Spalart-Allmaras turbulence model to account for wall roughness. *International journal of Heat and fluid flow*, 24:454–462.
- Bagshaw, D. A., Ingram, G. L., Gregory-Smith, D. G., Stokes, M. R., e Harvey, N. W. (2008). The design of three-dimensional turbine blades combined with profiled endwalls. *Proc. IMechE J. Power and Energy*, 222:93–102.
- Baldwin, B. S. e Barth, T. J. (1990). A one-equation turbulence transport model for high reynolds number wall-bounded flows. Technical Report TM 102847, National Aeronautics and Space Administration (NASA).
- Benner, M. W., Sjolander, S. A., e Moustapha, S. H. (2004). The influence of leading-edge geometry on secondary losses in a turbine cascade at the design incidence. *Journal of Turbomachinery*, 126:277–287.
- Blazek, J. (2001). *Computational fluid dynamics: Principles and applications*. Elsevier.
- Boyce, M. P. (2006). *Gas turbine Engineering Handbook*. Gulf Professional Publishing.
- Bradshaw, P. (1996). Turbulence modeling with application to turbomachinery. *Prog. Aerospace Sci.*, 32:575–624.
- Cebeci, T., Kafyeke, F., Shao, J. P., e Laurendeau, E. (2005). *Computational Fluid Dynamics for Engineers*. Springer and Horizons publishing.
- Cohen, H., Rogers, C., e Saravanamuttoo, H. (1996). *Gas turbine theory*. Longman Group Limited.
- Cutrone, L., Palma, P. D., Pascazio, G., e Napolitano, M. (2008). Predicting transition in two-and three-dimensional separated flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29:504–526.
- Dawes, W. N. (1992). Toward improved throughflow capability: The use of three-dimensional viscous flow solvers in a multistage environment. *Journal of Turbomachinery*, 114:8–17.

Bibliografia

- Deck, S., Duveau, P., d’Espiney, P., e Guillen, P. (2002). Development and application of spalart-allmaras one equation turbulence model to three-dimensional supersonic complex configurations. *Aerospace Science and Technology*, 6:171–183.
- Denton, J. D. (1992). The calculation of three-dimensional viscous flow through multistage turbomachines. *Journal of Turbomachinery*, 114:18–26.
- Denton, J. D. e Dawes, W. N. (1999). Computational fluid dynamics for turbomachinery design. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science.*, 213 Part C:107–124.
- Eckerle, W. A. e Awad, J. K. (1991). Effect of freestream velocity on the three-dimensional separated flow region in front of a cylinder. *Asme Journal of Fluid Dynamics*, 113:37–44.
- Energy, G. (2005). Gas turbines. Catalog.
- Ferziger, J. H. e Peric, M. (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer.
- Fluent (2006). *FLUENT 6.3 User’s Guide*. Fluent Inc.
- Fox, W. R. e McDonald, A. T. (1994). *Introduction to fluid mechanics*. John Wiley & Sons, Inc.
- Giampaolo, T. (2006). *Gas turbine handbook. Principles and practices. 3^a Edição*. Fairmont Press, Inc.
- Göttlich, E., Woisetschläger, J., Pieringer, P., Hampel, B., e Heitmeir, F. (2006). Investigation of vortex shedding and wake-wake interaction in a transonic turbine stage using laser-doppler-velocimetry and particle-image-velocimetry. *Journal of Turbomachinery*, Vol. 128:178–187.
- Hall, E. J. (1998). Aerodynamic modelling of multistage compressor flow fields. part 1: analysis of rotor-stator-rotor aerodynamic interaction. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, Volume 212, Number 2:77–89.
- Hanus, D., Censký, T., Neveceral, J., e Horký, V. (2005). First stage of the centrifugal compressor design with tandem rotor blades. In *ISABE - 17th International Symposium on Airbreathing Engines*.
- Hawthorne, W. R. (1955). Rotational flow through cascades. *J. Mech & Appl. Maths*, 8:266–279.
- Hellsten, A. (1997). Some improvements in menter’s k- ω sst turbulence model. In *29th AIAA Fluid Dynamics Conference*, number 98-2554.

Bibliografia

- Hellsten, A. e Laine, S. (1997). Extensions of the $k-\omega$ sst turbulence model for flows over rough surfaces. In *AIAA AFM Conference*, number 97-3577, New Orleans, LA.
- Holmes, D. G. (2008). Mixing planes revisited: a steady mixing plane approach designed to combine high levels of conservation and robustness. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea and Air. June 9-13, Berlin, Germany*, number GT2008-51296.
- Ippolito, G. D., Dossena, V., e Mora, A. (2007). A parametrical analysis on the effects produced by leaning and bowing techniques on turbine cascades flow field. In *Proceedings of the 7th European turbomachinery conference*.
- Lakshminarayana, B. (1996). *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery*. John Wiley & Sons, Inc.
- Langston, L. S. (1980). Crossflows in a turbine cascade passage. *sme Journal of Engineering for Power*, 102:866–874.
- Langston, L. S. (2001). Secondary flows in axial turbines - a review. *Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, 934:11–26.
- Langston, L. S., Nice, M. L., e Hooper, R. M. (1977). Three-dimensional flow within a turbine blade passage. *Asme Journal of Engineering for Power*, 99:21–28.
- Mansour, N., Kim, J., e Moin, P. (1987). Near-wall $k-\epsilon$ turbulence modeling. Technical Report TM-89461, National Aeronautics and Space Administration, Ames Research Center.
- Menter, F., Kuntz, M., e Langtry, R. (2003). *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4.*, volume 4, chapter Ten years of industrial experience with the SST turbulence model, pages 625–632. Begell House, Inc.
- Menter, F. R. (1992). Improved two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. Technical Report TM-103975, National Aeronautics and Space Administration (NASA).
- Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32:1598–1605.
- Papa, M., Goldstein, R., e Gori, F. (2007). Numerical heat transfer predictions and mass/heat transfer measurements in a linear turbine cascade. *Applied Thermal Engineering*, 27:771–778.

Bibliografia

- Park, T. S. e Sungt, H. J. (1995). A nonlinear low-reynolds-number $k-\epsilon$ model for turbulent separated and reattaching flows - flow field computations. *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 38:2657–2666.
- Power, A. (2009). Gt24 and gt26 gas turbines. www.power.alstom.com.
- Pratt e Whitney (2009). Image library - commercial engines. www.pw.utc.com/.
- Páscoa, J. C. (2007). *Desenvolvimento de metodologias 3D para análise e projecto inverso de cascatas de pás de turbomáquinas em escoamento compressível*. PhD thesis, Universidade da Beira Interior, Portugal.
- Páscoa, J. C. e Xisto, C. M. C. (2008). Computational modeling of sweep and lean effects on 3d turbine blades for performance assesement. In *Proceedings of 12th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences*, number 1-5274.
- Pullan, G. e Harvey, N. W. (2007). The influence of sweep on axial flow turbine aerodynamics in the endwall region. In *Proceedings of GT2007, ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air*, number GT2007-27750.
- Rahman, M. M. e Siikonen, T. (2005). Low reynolds number $k-\epsilon$ model for near-wall flow. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 47:325–338.
- Rolls-Royce (1996). *The Jet Engine*. Rolls-Royce plc.
- Rumsey, C. L. e Spalart, P. R. (2008). Turbulence model behavior in low reynolds number regions of aerodynamics flowfields. In *38th AIAA Fluid Dynamics conference and exhibit*, number AIAA2008-4403.
- Sauer, H., Müller, R., e Vogeler, K. (2001). Reduction of secondary flow losses in a turbine cascades by leading edge modifications at the endwall. *Asme Journal of Turbomachinery*, 123:207–213.
- Schluter, J., Apte, S., Kalitzin, G., v. d. Weide, E., Alonso, J. J., e Pitsch, H. (2005). Large-scale integrated les-rans simulations of a gas turbine engine. *Annual Research Briefs - Center for Turbulence Research*, pages 111–119.
- Sharma, O. P. e Butler, T. L. (1987). Predictions on endwall losses and secondary flows in axial flow turbine cascade. *Journal of Turbomachinery*, 109:229–236.
- Shih, T. e Hsu, A. (1992). An improved $k-\epsilon$ model for near wall turbulence. Technical Report 92N23349, Center for Modeling of Turbulence and Transition, NASA Lewis Research Center.

Bibliografia

- Sieverding, C. H. (1985). Recent progress in the understanding of basic aspects of secondary flows in turbine blade passages. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol.107:248–257.
- Sieverding, C. H. e den Bosch, V. (1983). The use of coloured smoke to visualize secondary flows in a turbine - blade cascade. *Journal of Fluid Mechanics*, 134:85–89.
- Smith, K., Knell, K., e Breton, B. (2009). A tribute to a cambridge engineering student who has achieve world fame - sir frank whittle. www-g.eng.cam.ac.uk/125/achievements/whittle/whitt-r.htm.
- Smith, L. H. (1955). Secondary flows in axial flow turbomachinery. *Transactions ASME*, 77:1065.
- Soares, C. (2008). *Gas Turbines. A Handbook of air, land and sea applications*. Butterworth-Heinemann. Elsevier.
- Spalart, P. R. (2000). Strategies for turbulence modeling and simulations. *International journal of Heat and fluid flow*, 21:252–263.
- Taylor, E. S., Stevenson, R., e Dean, R. C. (1954). The control of secondary flow in the wall bounadry layers of axial turbomachines. Technical Report 27-4, Massachusetts Institute of Tecnology.
- Turner, J. R. (1955). An investigation of the end-wall boudary layer of a turbine nozzle cascade. Technical Report 30, Massachusetts Institute of Technology.
- Utyuzhnikov, S. (2005). Generalized wall functions and their application for simulation of turbulent flows. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 47:1323–1328.
- van der Weide, E., Kalitzin, G., Schluter, J., Medic, G., e Alonso, J. (2005). On large scale turbomachinery computations. *Annual Research Briefs - Center for Turbulence Research*, pages 139–150.
- Wang, H. P., Olson, S., Goldstein, R. J., e Eckert, E. R. (1997). Flow visualization in a linear turbine cascade of high performance turbine blades. *Asme Journal of Turbomachinery*, 119:1–8.
- Weiss, J. M. e Kelecy, F. J. (1999). Numerical simulation of steady-state flow trough a multi-stage turbines using unstructured meshes. In *Proceedings of the 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, number FEDSM99:6862.
- Wilcox, D. C. (1994). *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc.

Bibliografia

Woisetschläger, J. e Göttlich, E. (2008). *Particle Image Velocimetry*, chapter Recent Applications of Particle Image Velocimetry to Flow Research in Thermal Turbomachinery, pages 311–331. Springer Berlin / Heidelberg.

A. Trabalhos Publicados

- Páscoa J. C., Xisto C. M. C. (2008), "Computational Modeling of Sweep and Lean Effects on 3D Turbine Blades for Performance assessment", Proc. ENCIT 2008 - 12th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, Associação Brasileira de Engenharia e Ciências Mecânicas, 8 pags.

Contribuição para o trabalho: Colaboração na preparação do texto e na geração de malhas.

- Carlos M. C. Xisto, José C. Páscoa, Emil Göttlich, (2009), "Limitations of performance assessment in 3D turbine stage computations using wall functions with high and low-Re turbulence models", Proc. III Portuguese Conference for numerical methods in fluid mechanics, thermodynamics and energy, Bragança, 17-18, pp. 6.

Contribuição para o trabalho: Colaboração na obtenção de todos os resultados e na elaboração do texto.

- Carlos M. C. Xisto, José C. Páscoa, Emil Göttlich, (2009), "Computational modeling of secondary flows in single blade rows, and performance assessment in 3D turbine stage computations using wall functions". Proc. V Engineering Conference "Engenharia' 2009 - Inovação e Desenvolvimento".

Contribuição para o trabalho: Colaboração na obtenção de todos os resultados e na elaboração do texto.