

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR RICARDO AUGUSTO
MAZZA E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 22 / 02 / 02.

Eugênio Spanó Rosa
ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

**Estudo do Escoamento Turbulento em um
Canal Formado por Dois Discos Paralelos em
Rotação**

Autor: **Ricardo Augusto Mazza**
Orientador: **Eugênio Spanó Rosa**

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

Estudo do Escoamento Turbulento em um Canal Formado por Dois Discos Paralelos em Rotação

Autor: Ricardo Augusto Mazza

Orientador: Eugênio Spanó Rosa

Curso: Engenharia Mecânica

Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Tese de doutorado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito à obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2002

S.P – Brasil

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

556 T600

UNIDADE	BC
Nº CHAMADA	T/UNICAMP
	M458e
V	EX
TOMBO	48880
PREÇO	16.887/02
	X
PREÇO	R\$ 11,20
DATA	08/05/02
Nº CPD	

CM00167125-1

118 ID 239290

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

M458e

Mazza, Ricardo Augusto

Estudo do escoamento turbulento em um canal formado por dois discos paralelos em rotação / Ricardo Augusto Mazza.--Campinas, SP: [s.n.], 2002.

Orientador: Eugênio Spanó Rosa.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Turbulência. 2. Camada limite turbulenta. 3. Hidrodinâmica. 4. Mecânica dos fluidos. I. Rosa, Eugênio Spanó. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

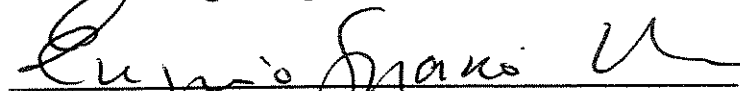
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE DOUTORADO

**Estudo do Escoamento Turbulento em um Canal
Formado por Dois Discos Paralelos em Rotação**

Autor: **Ricardo Augusto Mazza**

Orientador: **Eugênio Spanó Rosa**



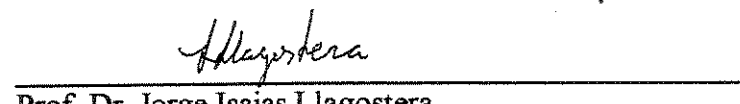
Prof. Dr. Eugênio Spanó Rosa, Presidente
DE/FEM/UNICAMP



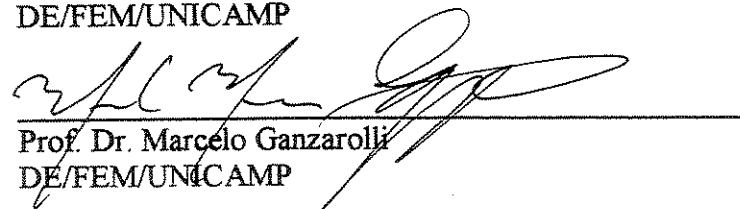
Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto
UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA



Prof. Dr. Sérgio Said Mansur
FEIS/UNESP



Prof. Dr. Jorge Isaias Llagostera
DE/FEM/UNICAMP



Prof. Dr. Marcelo Ganzarolli
DE/FEM/UNICAMP

Campinas, 22 de fevereiro de 2002

DEDICATÓRIA

À minha filha, Larissa Ugaya Mazza por tornar tudo suportável.

À Cassia Maria Lie Ugaya, pela dádiva e pela compreensão.

Aos meus pais, pelo carinho e confiança incondicional.

Aos meus irmãos.....por estarem lá.

AGRADECIMENTOS

Se fosse agradecer nominalmente a todos aqueles que ajudaram a realizar este trabalho, certamente esqueceria de alguém. Para não correr este risco será feito o agradecimento de forma genérica. Gostaria de em primeiro lugar agradecer aos amigos do corredor do DE com quem convivi durante muitos anos. Muitos já se foram, mas continuam vivos nas lembranças. Também gostaria de agradecer aos professores do departamento de energia da FEM com quem convivi durante minha passagem, aos que se foram e aos que ficaram. Em especial ao Prof. Eugênio Spanó Rosa, pela convivência por quase uma década e com quem muito aprendi. Não poderia deixar de citar o começo de tudo, meus professores de Ilha Solteira, de onde tenho doces recordações. Por último o pessoal do CEFET Paraná, em especial ao pessoal do LACIT, pela acolhida e pela paciência.

“Não basta ensinar ao homem uma especialidade, porque se tornará assim uma máquina utilizável e não uma personalidade. É necessário que se adquira um sentimento, um senso prático daquilo que vale a pena ser empreendido, daquilo que é belo, do que é moralmente completo.”

Albert Einstein

ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS	X
LISTA DE TABELAS	XVII
NOMENCLATURA	XVIII
RESUMO	XXI
ABSTRACT	XXII
CAPÍTULO 1	23
INTRODUÇÃO	23
1.1 ESCOAMENTO SOBRE UM DISCO ROTATIVO	24
1.2 ESCOAMENTOS ENTRE DISCOS.....	27
1.3 PROBLEMA PROPOSTO	31
CAPÍTULO 2	37
REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	37
CAPÍTULO 3	49
FORMULAÇÃO MATEMÁTICA.....	49
3.1 EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO PARA UM SISTEMA ORTOGONAL GENERALIZADO	49
3.2 FORMA GENÉRICA PARA AS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO CONSIDERANDO ESCOAMENTO COM AXISIMETRIA	55
3.3 DISCOS PARALELOS	58
CAPÍTULO 4	61
MODELO DE TURBULÊNCIA.....	61
4.1 MODELO K- ϵ	64
4.2 MODELO DE DUAS CAMADAS	66
CAPÍTULO 5	69
MÉTODO DE SOLUÇÃO	69
5.1 GEOMETRIA ADOTADA	69
5.2 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO	71
5.2.1 EQUAÇÃO DO MOMENTUM NA DIREÇÃO RADIAL.....	76
5.2.2 EQUAÇÃO DO MOMENTUM NA DIREÇÃO TANGENCIAL	77
5.2.3 EQUAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA.....	78

5.2.4 EQUAÇÃO DA DISSIPACÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA	79
5.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO	79
5.3.1 VELOCIDADES NA PAREDE PARA O CASO DE PAREDE LISA.....	80
5.3.2 VELOCIDADES NA PAREDE PARA O CASO DE PAREDE COMPLETAMENTE RUGOSA	83
5.3.3 GRANDEZAS TURBULENTAS NA PAREDE PARA O k-ε PADRÃO	85
5.3.4 GRANDEZAS TURBULENTAS PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS	85
5.3.5 CONDIÇÃO DE CONTORNO NA ENTRADA E NA SAÍDA	86
CAPÍTULO 6	89
VALIDAÇÃO E GERAÇÃO DA MALHA	89
6.1 VALIDAÇÃO DO PROCEDIMENTO NUMÉRICO	89
6.2 VALIDAÇÃO PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS.....	101
6.3 GERAÇÃO DA MALHA PARA O MODELO k-ε	104
6.4 GERAÇÃO DA MALHA PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS.....	108
CAPÍTULO 7	113
RESULTADOS OBTIDOS	113
7.1 – RESULTADOS PARA O MODELO K-ε PADRÃO.....	113
7.2 – RESULTADOS PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS	151
CAPÍTULO 8	175
CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS	175
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	179
ANEXO A	189
ANEXO B	195
LISTAGEM DOS PROGRAMAS	195
B.1 – Q1	195
B.2 – GROUND.F	201
B.3 – GXGENK.F	216

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1 - PERFIS DE VELOCIDADE SOB UM DISCO EM ROTAÇÃO.	24
FIGURA 1.2- ESCOAMENTO DE VON KÁRMÁN: (A) LINHAS DE CORRENTE; (B) COMPONENTES DE VELOCIDADE.	25
FIGURA 1.3 - ESCOAMENTO SOBRE UM DISCO RODANDO, KOBAYASHI ET AL. (1980).	26
FIGURA 1.4 – DESENHO ESQUEMÁTICO DAS DIVERSAS CONFIGURAÇÕES: (A) ESCOAMENTO ENTRE DISCOS ROTATIVOS EM CO-ROTAÇÃO; (B) ESCOAMENTO CONFINADO ENTRE DISCOS EM CO-ROTAÇÃO; (C) ESCOAMENTO ENTRE DISCOS EM CO-ROTAÇÃO COM OBSTRUÇÃO NA SAÍDA EM UM DOS DISCOS; (D) ESCOAMENTO ENTRE DOIS DISCOS EM CO-ROTAÇÃO COM OBSTRUÇÕES NA SAÍDA DOS DISCOS (<i>SHROUD</i>); (E) ESCOAMENTO ENTRE DOIS DISCOS EM CONTRA-ROTAÇÃO; (E) ESCOAMENTO ENTRE UM DISCO GIRANDO E OUTRO PARADO.	28
FIGURA 1.5 - REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO CANAL FÍSICO.	33
FIGURA 2.1 - EFEITOS DA CURVATURA LONGITUDINAL NA TURBULÊNCIA: (A) LAKSHMINARAYANA (1996); (B) WILCOX E CHAMBERST (1977).	40
FIGURA 2.2 – COEFICIENTE DE ATRITO MEDIDO E CALCULADO NUMERICAMENTE EM PAREDES CONVEXAS E CÔNCAVAS, SEGUNDO RICHMOND E PATEL (1991).	41
FIGURA 2.3 - ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM DUTO COM ROTAÇÃO, SEGUNDO LAKSHMINARAYANA (1996).	43
FIGURA 3.1 – REPRESENTAÇÃO DOS RAIOS DE CURVATURA: (A) TRIDIMENSIONAL; (B) PLANO ξ_2 - ξ_3 ; (C) PLANO ξ_1 - ξ_2 ; (D) PLANO ξ_1 - ξ_3	53
FIGURA 3.2 – DESENHO ESQUEMÁTICO MOSTRANDO O SIGNIFICADO GEOMÉTRICO DE $R(Y,Z)$ E $S(Y,Z)$ E CORRELACIONANDO OS SISTEMAS COORDENADOS, AJUSTADO AO CORPO (ξ_1 , ξ_2 , ξ_3) E O CARTESIANO (X,Y,Z)	58
FIGURA 3.3 - REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DA GEOMETRIA E VELOCIDADES ENTRE OS DISCOS.	59

FIGURA 5.1 - REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DA GEOMETRIA E VELOCIDADES ENTRE OS DISCOS.	70
FIGURA 5.2 – DESENHO ESQUEMÁTICO DO VOLUME DE CONTROLE ADOTADO: (A) DOMÍNIO FÍSICO; (B) DOMÍNIO NUMÉRICO.....	73
FIGURA 5.3 – DIAGRAMA ESQUEMÁTICO DOS VOLUMES DE CONTROLE PARA: (A) PRESSÃO; (B) VELOCIDADE RADIAL; (C) VELOCIDADE AXIAL.....	75
FIGURA 5.4 – VOLUMES DE CONTROLE NAS FRONTEIRAS DO DOMÍNIO COMPUTACIONAL: (A) PARA A VELOCIDADE W E (B) PARA A VELOCIDADE U.	80
FIGURA 5.5 – COMPARAÇÃO ENTRE O FATOR DE ATRITO LAMINAR E TURBULENTO EM FUNÇÃO DO REYNOLDS LOCAL.	84
FIGURA 6.1 – COMPARAÇÃO ENTRE A PRESSÃO NO INTERIOR DO CANAL: SOLUÇÃO ANALÍTICO E A SOLUÇÃO NUMÉRICA.	90
FIGURA 6.2 – DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO ANALÍTICA E NUMÉRICA AO LONGO DO CANAL PARA O CASO PURAMENTE DIFUSIVO.	92
FIGURA 6.3 – PERFIL DE VELOCIDADE ANALÍTICO E NUMÉRICO PARA O CASO PURAMENTE DIFUSIVO.....	93
FIGURA 6.4 – COMPARAÇÃO ENTRE AS DISTRIBUIÇÕES DE PRESSÃO AO LONGO DOS DISCOS OBTIDAS PELA METODOLOGIA PROPOSTA E A DE REFERÊNCIA PARA O CASO DOS DISCOS PARADOS E EM REGIME LAMINAR.	95
FIGURA 6.5 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE VELOCIDADE OBTIDOS PELA METODOLOGIA PROPOSTA E A DE REFERÊNCIA PARA O CASO DOS DISCOS PARADOS E EM REGIME LAMINAR.....	96
FIGURA 6.6 – COMPARAÇÃO ENTRE AS SOLUÇÕES OBTIDAS PELA METODOLOGIA PROPOSTA E A DE REFERÊNCIA PARA O CASO DOS DISCOS PARADOS E EM REGIME TURBULENTO: (A) DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO; (B) PERFIL DE VELOCIDADE.....	97
FIGURA 6.7 - COMPARAÇÃO ENTRE AS SOLUÇÕES OBTIDAS PELA METODOLOGIA PROPOSTA E A DE REFERÊNCIA PARA O CASO DOS DISCOS PARADOS E EM REGIME TURBULENTO: (A) ENERGIA CINÉTICA TURBULENTO (K); (B) DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTO (ϵ).	98
FIGURA 6.8 – COMPARAÇÃO DA DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO AO LONGO DO CANAL COM OS DISCOS EM ROTAÇÃO EM REGIME LAMINAR OBTIDO COM O SISTEMA POLAR E O PROPOSTO.	99
FIGURA 6.9 – COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE VELOCIDADE OBTIDOS COM O SISTEMA POLAR E O PROPOSTO COM OS DISCOS EM ROTAÇÃO EM REGIME LAMINAR: (A) VELOCIDADE RADIAL; (B) VELOCIDADE TANGENCIAL.....	100

FIGURA 6.10 – DESENHO ESQUEMÁTICO DA CANAL FORMADO POR DUAS PLACAS PLANAS.	102
FIGURA 6.11 – COMPORTAMENTO DA PRESSÃO AO LONGO DO CANAL FORMADO POR DUAS PLACAS PLANAS.	105
FIGURA 6.12 – PERFIL DE VELOCIDADE: (A) PRINCIPAL E (B) REGIÃO INTERNA EM FUNÇÃO DAS VARIÁVEIS INTERNAS.	106
FIGURA 6.13 – PERFIL DAS GRANDEZAS TURBULENTAS: (A) ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E (B) DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA.	107
FIGURA 6.14 – PERFIL DA VISCOSIDADE TURBULENTA.	108
FIGURA 7.1 - COMPARAÇÃO DA VARIAÇÃO DE PRESSÃO AO LONGO DO CANAL (MODELO K-ε PADRÃO) PARA: (A) Re_Q FIXO EM 4.7×10^4 ; (B) Re_R FIXO EM 830.	114
FIGURA 7.2 - COMPORTAMENTO DA PRESSÃO AO LONGO DO CANAL FORMADO POR DOIS DISCOS EM ROTAÇÃO QUANDO SE CONSIDERA PAREDE LISA E RUGOSA (MODELO K-ε PADRÃO).	116
FIGURA 7.3 - PERFIL DE VELOCIDADE RADIAL ADIMENSIONADA PELA VELOCIDADE NO CENTRO DO CANAL COM $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ E $Re_R = 500$ ($Re_R/Re_Q = 1.1 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K-ε PADRÃO.	117
FIGURA 7.4 - PERFIL DE VELOCIDADE RADIAL ADIMENSIONADA PELA VELOCIDADE NO CENTRO DO CANAL COM: (A) $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ E $Re_R = 830$ ($Re_R/Re_Q = 1.8 \times 10^{-2}$); (B) $Re_Q = 9.3 \times 10^4$ E $Re_R = 830$ ($Re_R/Re_Q = 0.9 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K-ε PADRÃO.	118
FIGURA 7.5 - PERFIL DE VELOCIDADE RADIAL ADIMENSIONADA PELA VAZÃO COM: (A) $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ E $Re_R = 830$ ($Re_R/Re_Q = 1.8 \times 10^{-2}$); (B) $Re_Q = 9.3 \times 10^4$ E $Re_R = 830$ ($Re_R/Re_Q = 0.9 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K-ε PADRÃO.	120
FIGURA 7.6 - PERFIL DE VELOCIDADE TANGENCIAL AO LONGO DO CANAL PARA $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ E $Re_R = 500$ ($Re_R/Re_Q = 1.1 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K-ε PADRÃO.	121
FIGURA 7.7 - PERFIL DE VELOCIDADE TANGENCIAL AO LONGO DO CANAL PARA: (A) $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ E $Re_R = 830$ ($Re_R/Re_Q = 1.8 \times 10^{-2}$); (B) $Re_Q = 9.3 \times 10^4$ E $Re_R = 830$ ($Re_R/Re_Q = 0.9 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K-ε PADRÃO.	122
FIGURA 7.8 - FATOR DE ATRITO DE DARCY OBTIDO COM O MODELO K-ε AO LONGO DO CANAL MANTENDO-SE FIXO EM (A) $Re_Q = 4.0 \times 10^4$; (B) $Re_R = 830$	124
FIGURA 7.9 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE VELOCIDADE RADIAL CONSIDERANDO PAREDE LISA E RUGOSA COM $Re_R = 830$ E $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ (MODELO K-ε PADRÃO). ...	126

FIGURA 7.10 - COMPARAÇÃO DOS PERFIS DE VELOCIDADE TANGENCIAL CONSIDERANDO PAREDE LISA E RUGOSA COM $ReR = 830$ E $ReQ = 4.7 \times 10^4$ (MODELO K- ϵ PADRÃO). ...	127
FIGURA 7.11 - VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA COM Y^+ , ADIMENSIONADA PELA VISCOSIDADE MOLECULAR COM $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	128
FIGURA 7.12 - VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA COM Y^+ , ADIMENSIONADA PELA VISCOSIDADE MOLECULAR COMO: (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (B) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	129
FIGURA 7.13 - COMPARAÇÃO ENTRE A VISCOSIDADE TURBULENTA PARA PAREDE LISA E RUGOSA PARA DIVERSOS Y^+ (MODELO K- ϵ PADRÃO).	130
FIGURA 7.14 - TERMO DAS DERIVADAS DA PRODUÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA PARA $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	132
FIGURA 7.15 - TERMO DAS DERIVADAS DA PRODUÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA PARA: (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (B) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	133
FIGURA 7.16 - PERFIL DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA POR Y^+ , ADIMENSIONADO PELO QUADRADO DA VELOCIDADE DE ATRITO, PARA $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	134
FIGURA 7.17 - PERFIL DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA POR Y^+ , ADIMENSIONADO PELO QUADRADO DA VELOCIDADE DE ATRITO, PARA: (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (B) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	135
FIGURA 7.18 - PERFIL DA DISSIPAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA, ADIMENSIONADA COM A DISSIPAÇÃO NA SUBCAMADA VISCOSA, PARA $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	136
FIGURA 7.19 - PERFIL DA DISSIPAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA, ADIMENSIONADA COM A DISSIPAÇÃO NA SUBCAMADA VISCOSA, PARA: (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (B) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	137
FIGURA 7.20 - COMPARAÇÃO PARA PAREDE LISA E RUGOSA DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (MODELO K- ϵ PADRÃO).	138
FIGURA 7.21 - COMPARAÇÃO PARA PAREDE LISA E RUGOSA DA DISSIPAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (MODELO K- ϵ PADRÃO).	139

FIGURA 7.22 - PRODUÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA ($\mu_t P_k$) ADIMENSIONADO PELA DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA EM FUNÇÃO DE Y^+ , PARA $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	140
FIGURA 7.23 - PRODUÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA ($\mu_t P_k$) ADIMENSIONADO PELA DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA EM FUNÇÃO DE Y^+ , PARA: (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (B) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ E $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	141
FIGURA 7.24 - CAMPOS ADIMENSIONAIS DE (A) PRESSÃO, (B) VISCOSIDADE TURBULENTA, VELOCIDADE (C) RADIAL E (D) TANGENCIAL, (E) ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E (F) DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA PARA $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 500$, USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	142
FIGURA 7.25 - CAMPOS ADIMENSIONAIS DE (A) PRESSÃO, (B) VISCOSIDADE TURBULENTA, VELOCIDADE (C) RADIAL E (D) TANGENCIAL, (E) ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E (F) DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA PARA $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 830$, USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	144
FIGURA 7.26 - CAMPOS ADIMENSIONAIS DE (A) PRESSÃO, (B) VISCOSIDADE TURBULENTA, VELOCIDADE (C) RADIAL E (D) TANGENCIAL, (E) ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E (F) DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA PARA $ReQ = 9.3 \times 10^4$ E $ReR = 830$, USANDO O MODELO K- ϵ PADRÃO.	146
FIGURA 7.27 - CAMPO DE VELOCIDADE RADIAL ADIMENSIONAL QUANDO $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E (A) $ReR = 500$; (B) $ReR = 670$; (C) $ReR = 830$.	147
FIGURA 7.28 - CAMPO PARA A VISCOSIDADE TURBULENTA ADIMENSIONAL QUANDO $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E (A) $ReR = 500$; (B) $ReR = 670$; (C) $ReR = 830$.	149
FIGURA 7.29 - CAMPO PARA A DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA ADIMENSIONAL QUANDO: $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E (A) $ReR = 500$; (B) $ReR = 670$; (C) $ReR = 830$.	150
FIGURA 7.30 - CAMPO DE VELOCIDADE RADIAL ADIMENSIONAL QUANDO $ReR = 830$ E (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (B) $ReQ = 7.0 \times 10^4$; (C) $ReQ = 9.3 \times 10^4$.	152
FIGURA 7.31 - CAMPO PARA A VISCOSIDADE TURBULENTA ADIMENSIONAL QUANDO $ReR = 830$ E (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (B) $ReQ = 7.0 \times 10^4$; (C) $ReQ = 9.3 \times 10^4$.	153
FIGURA 7.32 - COMPARAÇÃO DA VARIAÇÃO DE PRESSÃO AO LONGO DO CANAL (MODELO K- ϵ DE DUAS CAMADAS) PARA: (A) ReQ FIXO EM 4.7×10^4 ; (B) ReR FIXO EM 830.	155
FIGURA 7.33 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE VELOCIDADE RADIAL OBTIDOS COM O MODELO DE DUAS CAMADAS E O K- ϵ PADRÃO PARA: (A) $ReR = 500$ E $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E (B) $ReR = 830$ E $ReQ = 4.7 \times 10^4$.	156

FIGURA 7.34 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE VELOCIDADE RADIAL OBTIDOS COM O MODELO DE DUAS CAMADAS E O K- ϵ PADRÃO PARA $ReR = 830$ E $ReQ = 9.3 \times 10^4$	157
FIGURA 7.35 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE VELOCIDADE TANGENCIAL OBTIDOS COM O MODELO DE DUAS CAMADAS E O K- ϵ PADRÃO PARA $ReR = 500$ E $ReQ = 4.7 \times 10^4$	158
FIGURA 7.36 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE VELOCIDADE TANGENCIAL OBTIDOS COM O MODELO DE DUAS CAMADAS E O K- ϵ PADRÃO PARA: (A) $ReR = 830$ E $ReQ = 4.7 \times 10^4$, (B) $ReR = 830$ E $ReQ = 9.3 \times 10^4$	159
FIGURA 7.37 - COMPARAÇÃO DA LEI LOGARÍTMICA OBTIDA COM O MODELO DE DUAS CAMADAS, COM A TRADICIONAL E A PROPOSTA POR SPALDING, (1961) PARA DIVERSOS ReR E ReQ	160
FIGURA 7.38 - FATOR DE ATRITO DE DARCY OBTIDO COM O MODELO DE DUAS CAMADAS AO LONGO DO CANAL MANTENDO-SE FIXO (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (B) $ReR = 830$	162
FIGURA 7.39 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA OBTIDOS COM O MODELO DE DUAS CAMADAS E O MODELO K- ϵ PADRÃO PARA $ReQ = 9.3 \times 10^4$ E $ReR = 830$	163
FIGURA 7.40 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA OBTIDOS COM O MODELO DE DUAS CAMADAS E O MODELO K- ϵ PADRÃO PARA: (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 500$; (B) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 830$	164
FIGURA 7.41 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DA DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA OBTIDOS COM O MODELO DE DUAS CAMADAS E O MODELO K- ϵ PADRÃO PARA $ReQ = 9.3 \times 10^4$ E $ReR = 830$	165
FIGURA 7.42 - COMPARAÇÃO ENTRE OS PERFIS DA DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA OBTIDOS COM O MODELO DE DUAS CAMADAS E O MODELO K- ϵ PADRÃO PARA: (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 500$; (B) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E $ReR = 830$	166
FIGURA 7.43 - CAMPO DE VELOCIDADE RADIAL ADIMENSIONAL OBTIDO PELO MODELO DE DUAS CAMADAS QUANDO $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E (A) $ReR = 500$; (B) $ReR = 670$; (C) $ReR = 830$	168
FIGURA 7.44 - CAMPO PARA A VISCOSIDADE TURBULENTA ADIMENSIONAL OBTIDA COMO O MODELO DE DUAS CAMADAS QUANDO $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E (A) $ReR = 500$; (B) $ReR = 670$; (C) $ReR = 830$	169
FIGURA 7.45 - CAMPO PARA A DISSIPAÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA ADIMENSIONAL PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS QUANDO $ReQ = 4.7 \times 10^4$ E (A) $ReR = 500$; (B) $ReR = 670$; (C) $ReR = 830$	171
FIGURA 7.46 - CAMPO DE VELOCIDADE RADIAL ADIMENSIONAL OBTIDA COM O MODELO DE DUAS CAMADAS PARA $ReR = 830$ E (A) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (B) $ReQ = 7.0 \times 10^4$; (C) $ReQ = 9.3 \times 10^4$	172

FIGURA 7.47 - CAMPO PARA A VISCOSIDADE TURBULENTA ADIMENSIONAL OBTIDA COM O MODELO DE DUAS CAMADAS QUANDO $Re_R = 830$ E (A) $Re_Q = 4.7 \times 10^4$; (B) $Re_Q = 7.0 \times 10^4$; (C) $Re_Q = 9.3 \times 10^4$	173
---	-----

LISTA DE TABELAS

TABELA 3.1 - TENSOR DE TRANSPORTE E TERMO FONTE PARA AS EQUAÇÕES DE TRANSPORTE - DISCOS PARALELOS.	60
TABELA 6.1 – QUADRO COMPARATIVO ENTRE AS GRANDEZAS TURBULENTAS (k^+ , ε^+ E μ^+) PARA DIVERSAS MALHAS OBTIDAS PELO MODELO DE DUAS CAMADAS.	104
TABELA 6.2 – QUADRO COMPARATIVO DO GRADIENTE DE PRESSÃO AO LONGO DO CANAL E O FATOR DE ATRITO OBTIDO PARA DIVERSAS MALHAS.	109
TABELA 6.3 – QUADRO COMPARATIVO PARA A DETERMINAÇÃO DO VALOR PARA O Re_t QUE DETERMINA A TRANSIÇÃO ENTRE A REGIÃO INTERNA E EXTERNA.	110
TABELA 7.1 – VALOR DE A E B PARA A DETERMINAÇÃO DO FATOR DE ATRITO – MODELO K- ε	123
TABELA 7.2 – COMPARAÇÃO ENTRE OS GRADIENTES DE PRESSÃO GERADOS COM O MODELO K- ε E O DE DUAS CAMADAS.	154
TABELA 7.3 – VALOR DE A E B PARA A DETERMINAÇÃO DO FATOR DE ATRITO – MODELO DE DUAS CAMADAS.	161
TABELA A.1 – LIMITES ASSINTÓTICOS PARA AS GRANDEZAS TURBULENTAS ADIMENSIONAIS.	189

NOMENCLATURA

Letras Latinas

A	- área	[m ²]
C _d	- constante (0.1643)	
C _{mu}	- constante (0.5478)	
C _{1s}	- constante (1.44)	
C _{2s}	- constante (1.92)	
f	- fator de atrito	
H	- referente a face high do volume de controle	
h	- métrica de transformação	
HPOR	- porosidade da face high	
I _t	- intensidade turbulenta	
J	- tensor de fluxo	[N/m ³]
J _t	- tensor de fluxo turbulento	[N/m ³]
k	- energia cinética turbulenta	[J/kg]
ℓ	- comprimento de escala	[m]
L	- referente a face low do volume de cotrole	
N	- referente a face norte do volume de controle	
NPOR	- porosidade da face norte	
p	- pressão	[Pa]
P	- termo fonte de pressão	[N/m ³]
P _k	- razão produção de energia cinética turbulenta pela viscosidade turbulenta	[m/s ²]
r	- raio de curvatura da malha computacional	[m]
R	- raio do disco	[m]
Re	- número de Reynolds [ρVD/μ] número de Reynolds baseado na vazão entre os discos	
ReQ	- $\left[ReQ = \frac{\rho W_{ent} R_{ent}}{\mu} \right]$	
ReR	- número de Reynolds baseado na rotação dos discos $\left[ReR = \frac{\rho \Omega s^2}{\mu} \right]$	
Re _t	- número de Reynolds turbulento $\left[Re_t = \frac{\rho k^{1/2} y}{\mu} \right]$	

Ri	- número de Richardson	
S	- referente a face sul do volume de controle	
S	- termo fonte	$[N/m^3]$
S	- Espaçamento entre os discos	$[m]$
u	- velocidade	$[m/s]$
u_t	- velocidade de atrito	$[m/s]$
U	- velocidade tangencial	$[m/s]$
U_R^w	- velocidade resultante na parede	$[m/s]$
V	- velocidade axial	$[m/s]$
W	- velocidade radial	$[m/s]$
x	- direção tangencial dos discos	
y	- direção axial dos discos	
z	- direção radial dos discos	

Letras Gregas

ε	- dissipação da energia cinética turbulenta	$[J/kg]$
Δ	- diferencial discreto	$[m]$
δ	- distância entre o centro do último volume de controle e a parede	$[m]$
δ_{ij}	- delta de Kronecker	
ϕ	- propriedade genérica	
μ	- viscosidade absoluta	$[Pa.s]$
ρ	- densidade	$[kg/m^3]$
Ω	- velocidade angular	$[rad/s]$
σ	- tensão	$[Pa]$
σ_k	- constante (1.0)	
σ_ε	- constante (1.3)	
ξ	- sistema de coordenadas	

Outras

∇	- operador divergente	
∂	- derivada parcial	
$\forall$	- volume	$[m^3]$

Superescritos

ϕ	- propriedade genérica
$+$	- referente as variáveis internas

Subescritos

ent	-	entrada
l	-	quando $Re < 132.5$
sai	-	saída
t	-	turbulento
t	-	quando $Re > 132.5$
t	-	referente a velocidade de atrito
w	-	relativo a parede
1,2,3	-	direções coordenadas
i,j,k	-	direções coordenadas

RESUMO

MAZZA, Ricardo Augusto, *Estudo do Escoamento Turbulento em um Canal Formado por Dois Discos Paralelos em Rotação*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2002, 223p. Tese (Doutorado).

O escoamento entre dois discos em co-rotação é investigado numericamente visando explorar suas características turbulentas. O escoamento é caracterizado pelas duas componentes de velocidade principais, uma na direção radial e outra na direção tangencial aos discos. O escoamento, em regime permanente, isotérmico e incompressível, é modelado utilizando-se as equações de Navier-Stokes para os termos médios e a equação da massa. O tensor de Reynolds é determinado utilizando-se do modelo k- ϵ padrão e também do modelo de duas camadas. A solução numérica é obtida utilizando-se da técnica de volumes finitos implementada no pacote comercial Phoenix (V 2.1 de 1994). Neste estudo a vazão entre os discos e sua rotação são dados de entrada do modelo. Um estudo paramétrico da variação da vazão e da rotação é conduzido visando obter sua influência no campo médio das velocidades, pressão bem como nas propriedades turbulentas. O estudo paramétrico mostra que a vazão e a rotação imprimem comportamentos distintos nos campos médios de velocidade e pressão. Para rotações elevadas a velocidade radial próxima à parede aumenta e diminui próximo ao meio do canal. A pressão neste caso crescer proporcional com o quadrado da distância radial. Este tipo de comportamento é característico de bombas centrífugas. Com vazões elevadas, o sistema tende a se comportar como um difusor radial com a pressão tendendo a aumentar com o inverso do quadrado do raio. A velocidade radial apresenta um máximo no centro do canal. A componente tangencial da velocidade do fluido se comporta com rotação de corpo rígido somente na parede dos discos, devido a condição de não-deslizamento imposta. Ela atinge aproximadamente 40% da velocidade rotacional dos discos no centro do canal.

ABSTRACT

MAZZA, Ricardo Augusto, *Turbulent Fluid Flow Between Two Discs with Co-Rotation*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2002, 223p. Tese (Doutorado).

Turbulent through flow between two finite parallel co-rotating disks is investigated numerically. For this finite geometry the solutions were developed to a steady, isothermal and incompressible flow. The flow field is modeled using the averaged Navier Stokes equation and the mass conservation equation. The Reynolds stress are determined using the two turbulence models: the standard $k-\epsilon$ model and the two layers model. The numerical solutions were obtained using the finite volume technique embodied on the commercial software Phoenix (V 2.1 of 1994). In this study the disk speed and through flow rate the fluid flow are taken as input data for the computational model. A parametric study of different rotational speeds and through flow rates is conducted to analyze the influence of these variables on the mean velocity and pressure fields, as well as on the turbulent flow properties. The parametric study showed that the through flow rate and the rotational disk speed give different behavior on the mean velocity and pressure fields. For high rotational disk speed, the radial velocity exhibits a peak near the wall and then decays towards the center. The pressure grows proportional with the square of the radial distance, typical of centrifugal pumps behavior. High through flow rate imparts a radial diffuser behavior on the flow field, despite of the disks rotational speed. The pressure increases proportional to the inverse of the square radial distance as if the flow where inviscid. The radial velocity profile is likely to present a maximum at the channel center. The fluid rotational speed has a solid body behavior only at the disks surfaces due to the non-slip condition. At the center of the channel it decays to approximately 40% of the disks rotational speed.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O estudo da turbulência constitui atualmente uma área ativa de pesquisa, sendo uma das últimas fronteiras da física clássica que ainda não possui uma teoria que a explique completamente. Seu estudo esbarra hoje em dificuldades tecnológicas que auxiliem na elaboração de uma teoria universalmente aceita. Fervorosas discussões sobre turbulência em congressos científicos são usuais. Cada grupo defende seu ponto de vista, o que acarreta em uma grande dificuldade de se definir o que deve ser solucionado. Contudo, há pontos em comum em as abordagens, como a complexidade e a inabilidade de resolver o problema. Pode-se sintetizar os diferentes pontos de vista em dois lados opostos: um estatístico e outro determinístico. O primeiro grupo tem como premissa básica o fato de que a turbulência não apresenta qualquer possibilidade de ordem ou coerência. O segundo acredita que pode haver “coerência no caos” e, para determiná-lo, estudam tanto a fronteira de sistemas dinâmicos quanto a estabilidades em escoamentos em diversas situações.

Obter dados experimentais precisos e confiáveis também é um desafio para muitos pesquisadores. As medidas também são sensíveis as influências externas. Desta forma, se faz necessário desenvolver medidores especiais e procedimentos experimentais cuidadosos. O estudo numérico da turbulência, além de estar sujeito as limitações tecnológicas, se confronta com a ausência de uma teoria fechada que possa ser aplicada. Para suplantar estes desafios, hoje os pesquisadores utilizam-se de estudos em situações mais simples, as quais os recursos tecnológicos permitem obter dados experimentais, para desenvolver modelos semi-empíricos para o estudo da turbulência.

Neste trabalho, se apresenta um estudo numérico do fenômeno da turbulência no escoamento entre dois discos em rotação, o qual será devidamente apresentado na seção 1.3. Este estudo é importante do ponto de vista de engenharia por este escoamento ocorrer em diversas situações práticas e de ser um desafio para os modelos de turbulência. Sob o ponto de vista numérico, o que se pretende é analisar o que ocorre com as estruturas turbulentas quando há efeitos de rotação agindo sobre o escoamento. Antes de se apresentar o problema se fará uma breve revisão sobre este tipo de escoamento, começando com o escoamento sobre um disco rotativo.

1.1 ESCOAMENTO SOBRE UM DISCO ROTATIVO

O escoamento sobre um disco rotativo desperta um grande interesse por dois fatos: é um dos poucos que possuem solução analítica para as equações de Navier-Stokes e por permitir o estudo do desenvolvimento de camada limite laminar tridimensionais. von Kármán, em 1927, propõe uma solução analítica para o escoamento laminar usando similaridade. Para tanto, assumiu que a velocidade tangencial é função somente do raio do disco e que há simetria azimutal do escoamento, reduzindo as equações do movimento a um conjunto de equações diferenciais ordinárias não lineares (SCHLICHTING, 1979). A Figura 1.1 mostra os perfis de velocidades obtidas pela solução proposta por von Kármán e a Figura 1.2 representa qualitativamente os perfis de velocidade e das linhas de corrente para este caso e

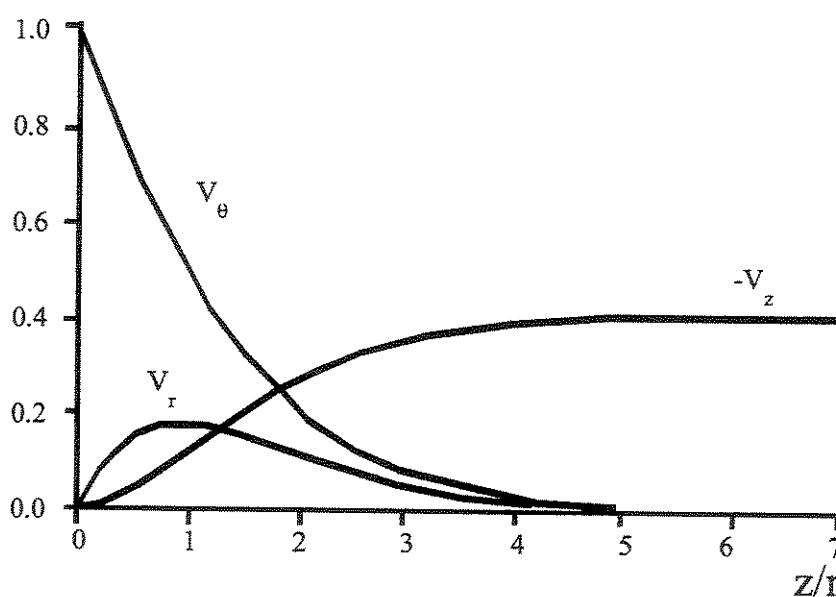


Figura 1.1 - Perfis de velocidade sob um disco em rotação.

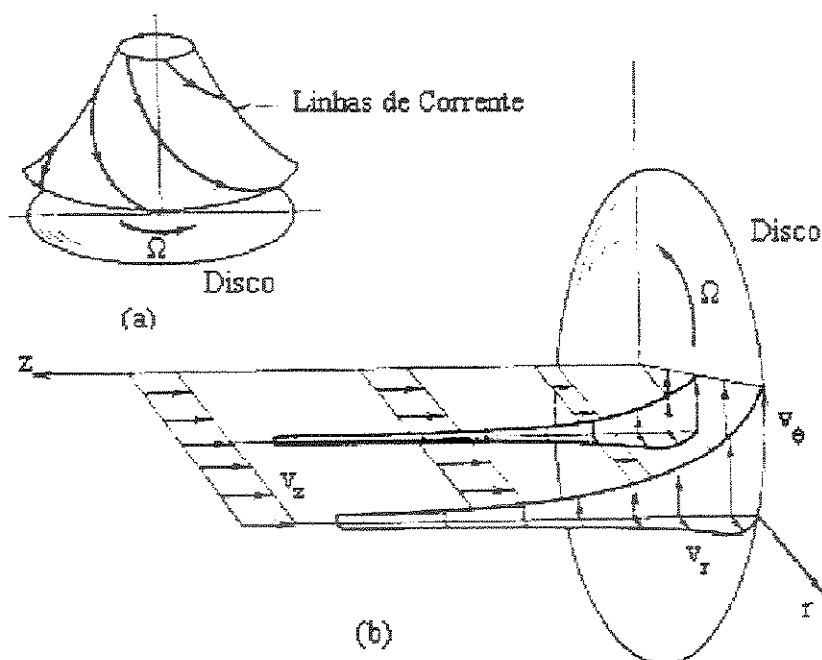


Figura 1.2- Escoamento de Von Kármán: (a) linhas de corrente; (b) componentes de velocidade.

Analisando o escoamento, verifica-se que na superfície do disco, devido à condição de não deslizamento, o fluido roda com a mesma velocidade deste. O efeito viscoso induz rotação no fluido próximo ao disco e, por não haver gradiente de pressão na direção radial para equilibrar a ação da força centrífuga, o fluido é impulsionado para fora dos discos na direção radial. Para satisfazer a continuidade há um fluxo de massa na direção axial, que vai ao encontro dos discos (PANTON, 1984).

Este tipo de escoamento é caracterizado, dependendo da velocidade angular, por permitir coexistir três regiões distintas separadas por raios críticos. Para pequenos raios o escoamento é totalmente laminar e estável. Nesta condição, pode-se comprovar, analítica e experimentalmente, que a espessura da camada limite é constante ao longo do raio. Para raios elevados, o escoamento é totalmente turbulento. Entre uma região e outra pode ser observada uma região de transição, onde há uma estrutura de vórtices bem organizada, definindo a transição para a turbulência (WIMMER, 1988).

KOBAYASHI et al. (1980), utilizando-se de fumaça de tetracloreto de titânio, conseguiram visualizar estas três regiões distintas, conforme mostra a Figura 1.3. Segundo

WU e SQUIRES (2000), para valores de Reynolds ($Re = r^2\omega/\nu$) menores que 4.5×10^4 e maiores que 3.9×10^5 o escoamento é totalmente laminar e totalmente turbulento, respectivamente. Experimentos com diferentes discos mostram que as espessuras dos discos não influenciam na posição radial das instabilidades e no número de Reynolds crítico (WIMMER, 1988).

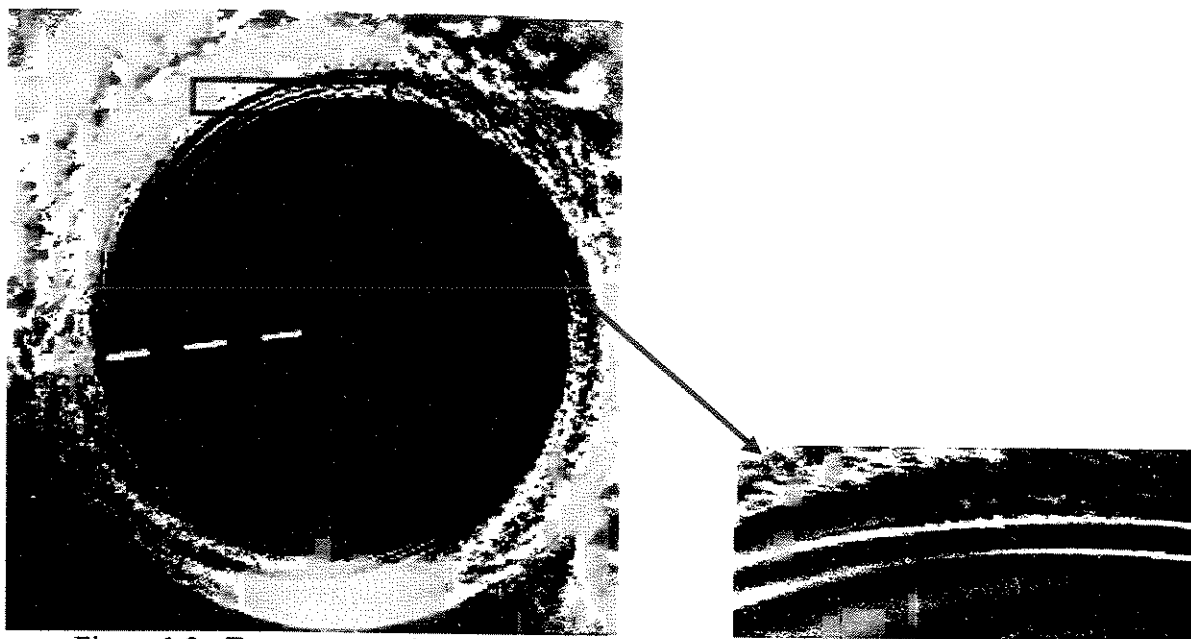


Figura 1.3 - Escoamento sobre um disco rodando, KOBAYASHI et al. (1980).

LITTELL e EATON (1994) realizam medidas das grandezas turbulentas neste tipo de escoamento objetivando estudar o desenvolvimento de camadas limites turbulentas tridimensionais. Neste tipo de escoamento, a aceleração de Corioli atua redistribuindo o tensor de Reynolds. Medidas do tensor de Reynolds indicam que, na região externa, os efeitos da aceleração de Corioli não são os preponderantes, indicando que esta região é dominada por movimentos irrotacionais. Os autores concluem que a camada limite do disco é dominada pela região próxima a parede e que a razão entre a tensão de cisalhamento e a energia cinética turbulenta é máxima nesta região, caindo linearmente para regiões afastadas da parede. ELKINS e EATON (2000) estendem este estudo para camada limite térmica. WU e SQUIRES (2000) utilizam

os dados levantados por LITTELL e EATON (1994) para realizar um estudo numérico deste caso. Foi utilizada a simulação de grandes escalas¹ para se chegar às grandezas turbulentas.

1.2 ESCOAMENTOS ENTRE DISCOS

O estudo de escoamentos entre discos rotativos é de grande importância para a engenharia devido às suas aplicações práticas, dentre as quais pode-se destacar: turbinas a gás ou compressores centrífugos; difusores sem pás de bombas centrífugas; bombas de múltiplos discos; dispositivos de armazenamento de dados em computadores (*Hard Disk*); viscometria; lubrificação; trocadores de calor e massa (LOUIS e SALHI, 1989; SHIRAZI e TRUMAN, 1988; GAN et al., 1995; GAN et al., 1994).

Há diversas configurações para o escoamento entre discos paralelos, tais como: ambos parados, um girando e outro parado e os dois girando. A Figura 1.4 apresenta um desenho esquemático das diversas configurações físicas para os discos, bem como uma representação das linhas de corrente. As características particulares de cada tipo juntamente com uma pequena revisão bibliográfica serão apresentadas a seguir. Cada tipo de configuração representa uma aplicação de engenharia típica. O escoamento da Figura 1.4.(a) é típico de bombas viscosas e é objeto deste estudo. O segundo tipo, Figura 1.4.(b), é característico de dispositivos de armazenamento de dados (*Hard Disks*) e é muito importante, não só se conhecer as características do escoamento como também da transferência de calor. As Figuras 1.4.(c) e (d) representam o escoamento característico de máquinas centrífugas, como bombas e turbinas. Neste tipo de escoamento a saída dos discos é parcialmente obstruída. A configuração mostrada na Figura 1.4.(e) representa o caso quando um disco está girando em uma direção e outro está girando na direção oposta. Este tipo de escoamento é característico de algumas máquinas rotativas. A Figura 1.4.(f) representa o escoamento entre um disco que gira e outro que está parado.

Segundo MOCHIZUKI e YANG (1985), para o caso dos discos parados há dois casos limites: um quando a vazão é baixa e/ou o espaçamento entre eles é pequeno, isto é, número de Reynolds

¹ *Large Eddy Simulation (LES)*.

local é baixo ($Re < 1$) e o outro, quando a vazão e/ou o espaçamento é grande, ou seja, número de Reynolds local elevado ($Re \gg 1$). Para baixos Reynolds, as forças viscosas são muito maiores que as forças inerciais (escoamento de Stokes) causando uma queda logarítmica de pressão com o aumento do raio. Para altos Reynolds o escoamento é dominado pelas forças de inércia, o sistema se comporta como um difusor radial e, pela equação de Bernoulli, a pressão aumenta com o inverso do quadrado da distância radial.

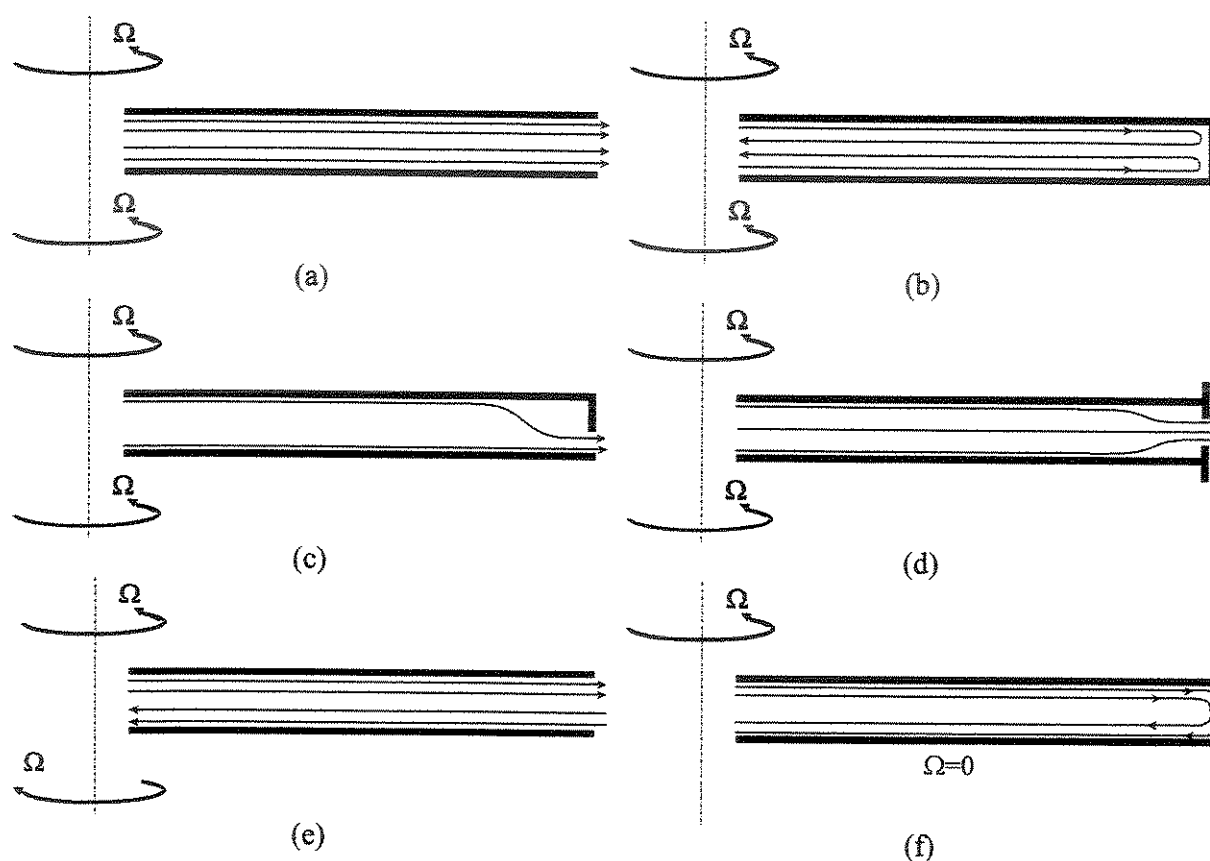


Figura 1.4 – Desenho esquemático das diversas configurações: (a) escoamento entre discos rotativos em co-rotação; (b) escoamento confinado entre discos em co-rotação; (c) escoamento entre discos em co-rotação com obstrução na saída em um dos discos; (d) escoamento entre dois discos em co-rotação com obstruções na saída dos discos (*shroud*); (e) escoamento entre dois discos em contra-rotação; (f) escoamento entre um disco girando e outro parado.

No caso em que um disco roda e o outro está parado o comportamento do fluido em cada disco é distinto. O disco que gira induz um movimento no fluido em suas proximidades fazendo com que haja, devido ao efeito da força centrífuga, um fluxo de massa em sua periferia. Pela continuidade, haverá um fluxo de massa entrando no disco parado. Desta forma, pode-se dizer que o disco que gira bombeia o fluido e o disco que está parado recebe o fluido bombeado. A

camada limite do disco estacionário é sempre maior que a do disco que roda. Esta diferença na espessura da camada limite pode ser consequência do torque de atrito do disco que gira na carcaça que envolve os discos (WIMMER, 1988). No caso dos dois discos girando, o fluido está sujeito à força centrífuga e de Corioli, movimentando-se em forma espiral do centro para a periferia. Conforme se aumenta a vazão, o escoamento se torna instável e transiciona para um escoamento turbulento. Medidas feitas com anemometria a fio quente mostram que os números de Reynolds ($Re = r\omega s/\nu$) da ordem de 1.200 e 2.300 indicam escoamentos instáveis e turbulentos, respectivamente.

SZERI et al., (1983) apresentam soluções analíticas para o regime de escoamento laminar entre dois discos com configurações de filme fino e filme espesso. Com o objetivo de classificar o escoamento em uma destas duas configurações distintas, os autores utilizam o parâmetro $\lambda = (R_2/S)^2$, onde R_2 é o raio de saída dos discos e S é o espaçamento entre os mesmos. Com $\lambda \cong 6400$, a configuração é de filme fino e $\lambda \cong 400$ a configuração é de filme espesso. Os autores propõem, para ambos os escoamentos, o número de Reynolds rotacional ($ReR = R_2^2\omega/\nu$) e o Reynolds baseado na vazão ($ReQ = Q/2\pi\nu s$) como sendo os parâmetros dinâmicos que governam o escoamento.

BAKKE et al. (1973) apresentam dados experimentais para um escoamento turbulento entre discos paralelos estacionários e com rotação, ambos no mesmo sentido. Foram determinados os perfis de velocidade média axial e radial em várias posições angulares, com diversas rotações, vazões entre os discos² e espaçamentos. A técnica de medida utilizada foi a de anemometria de fio quente com dois canais, o que permite medir simultaneamente as duas componentes de velocidade. A taxa de amostragem utilizada foi de 14 kHz, permitindo detectar um grande espectro de frequência dos turbilhões. Com as medidas das flutuações de velocidade são calculados as componentes normais ($\overline{\rho u_i u_i}$) e o de cisalhamento ($\overline{\rho u_i u_j}$) do tensor de Reynolds, contudo não se calcula a energia cinética turbulenta. Todos os dados para a velocidade medidos

² Há um sistema que força a passagem de fluido por entre os discos.

são comparados com a solução de escoamento viscoso³ e o perfil de velocidade 1/7, para o caso dos discos parados e girando, respectivamente. A ordem de grandeza dos números de Reynolds utilizados impede a utilização destes dados para a validação de códigos computacionais que empreguem leis de parede (modelo k-ε), por ser válido somente para altos números de Reynolds. Os autores medem a distribuição de pressão ao longo do canal utilizando-se de um transdutor de pressão estático. Também é proposto um procedimento para o cálculo da queda de pressão ao longo do canal, baseado no balanço da quantidade de movimento na forma integral. É feita uma comparação entre a expressão proposta e os dados experimentais levantados.

PINOTTI (1992), resolveu as equações de Navier-Stokes em sua forma elíptica para o escoamento entre dois discos dotados de rotação. Não foram considerados os efeitos de flutuação da velocidade, limitando-se a um escoamento em regime laminar. Nesse estudo, foram analisados os parâmetros geométricos e de operação que influenciam o escoamento no interior do canal, tais como: regime de rotação e vazão, espaçamento entre os discos e a relação entre os raios de entrada e saída dos discos. Como resultados foram obtidos os perfis de velocidade e variação da pressão no interior do canal.

IGLESIAS e HUMPHREY (1998) fazem uma revisão sobre o escoamento laminar confinado entre discos, apresentando um estudo numérico para esta situação considerando o escoamento bi e tridimensional. SUZUKI e HUMPHREY (1997) também estudam este tipo escoamento com a inclusão de uma ou duas obstruções no interior do canal. TRUMAN e JANKOWSKI (1985) utilizam um modelo de turbulência algébrico para realizar um estudo numérico desta situação. SHIRAZI e TRUMAN (1988) estudam um caso semelhante utilizando o modelo k-ε modificado por um modelo não isotrópico para a viscosidade turbulenta, contudo só apresentam os perfis de velocidade tangencial e radial média.

Outras configurações para o escoamento entre discos são encontradas na literatura. GAN et al. (1994), KILIC et. al. (1994) e GAN et al. (1995) apresentam um estudo numérico e dados experimentais para o escoamento entre discos em contra rotação, quando da presença de uma obstrução à saída do canal (*shroud*). São estudados casos em que o escoamento está confinado e

³ *creeping flow*

casos em que há vazão por entre os discos. Para o estudo numérico é utilizado um modelo de turbulência para baixo número de Reynolds. ELENA e SCHIESTEL (1995) testam três modelos de turbulência para esta situação. Os modelos são: modelo para baixo Reynolds, modelo de segunda ordem e modelo de tensão algébrica⁴. MORSE (1991a) e (1991b) estuda o escoamento confinado no interior de dois discos. No primeiro trabalho, um dos discos está parado simulando o escoamento entre um sistema rotor-estator e no segundo há um fluxo de massa entrando e saindo pelo centro dos discos. Os dois discos que formam o canal giram solidários fazendo com que a massa recircule. O modelo de turbulência adotado em ambos os casos foi para baixo número de Reynolds.

No escoamento entre dois discos com rotação, a força de Coriolis tende a mudar a estrutura da turbulência por meio da redistribuição das tensões turbulentas. Desta forma, a turbulência é anisotrópica, não homogênea e tridimensional, o que requer modelos sofisticados (LAKSHMINARAYANA, 1986). Entretanto, modelos anisotrópicos como os k- ϵ não lineares e os modelos de tensores de Reynolds⁵ são de difícil convergência e requerem uma maior capacidade de processamento. Além disto, devido à multiplicidade de escalas, característica destes tipos de escoamentos turbulentos, estes modelos são constituídos por matrizes notavelmente rígidas o que dificulta ou mesmo impede de se conseguir com sucesso uma solução convergida.

1.3 PROBLEMA PROPOSTO

Neste trabalho se apresenta o estudo numérico do escoamento entre dois discos dotados de rotação, conforme mostra a Figura 1.5. O escoamento entra no canal pela parte central (posição R_{ent}), deixando o canal em R_{sai} . Os discos possuem velocidade angular (Ω) uniforme e estão espaçados de uma distância S . O escoamento é considerado como sendo axisimétrico na direção da rotação, desta forma não há variação das propriedades do escoamento nesta direção. A velocidade neste tipo de escoamento é composta basicamente por duas componentes principais, a tangencial e a radial. A primeira surge devido à tensão de cisalhamento provocada pela imposição da rotação dos discos e a segunda é surge pela imposição de uma vazão entre os discos, sendo

⁴ *Algebraic Stress Model*

⁵ *Reynolds Stress Models*

sujeita a ação da força centrífuga e de Corioli. Desta forma, a velocidade tangencial dos discos e a velocidade de entrada no canal são condições impostas no neste estudo. Pelas características geométricas (canal divergente), a velocidade radial diminui com o aumento do raio, podendo causar ou não um gradiente de pressão adverso, dependendo da rotação dos discos.

Por este escoamento estar sujeito à ação de força centrífuga e de Corioli o torna interessante e difícil de ser estudado, principalmente quando se consideram os efeitos das flutuações de velocidade. Para a simulação destes efeitos, normalmente utilizam-se modelos semi-empíricos e, em casos específicos, correções *ad hoc* para contabilizar mudanças nas estruturas turbulentas. Uma revisão sobre estas forças nas estruturas turbulentas e uma revisão de diversos modelos utilizados é feita no CAPÍTULO 2.

O escoamento turbulento sob o efeito dos campos centrífugos e de Corioli é alvo de estudo desde o início da década de 70, quando Bradshaw publicou seu estudo sobre o efeito da curvatura nesta classe de escoamento. Estes estudos foram impulsionados pela necessidade de se compreender a dinâmica dos escoamentos turbulentos no interior de canais de bombas e compressores centrífugos. Estes escoamentos estão sujeitos à influência das forças centrífugas e de Corioli pela curvatura e pela rotação das pás, sendo difícil uma distinção clara dos efeitos de cada força em separado. Desta forma, os estudos foram conduzidos em geometrias mais simples que isolavam o efeito da força centrífuga, devido principalmente à curvatura das pás, e o da força de Corioli, gerado principalmente pela rotação.

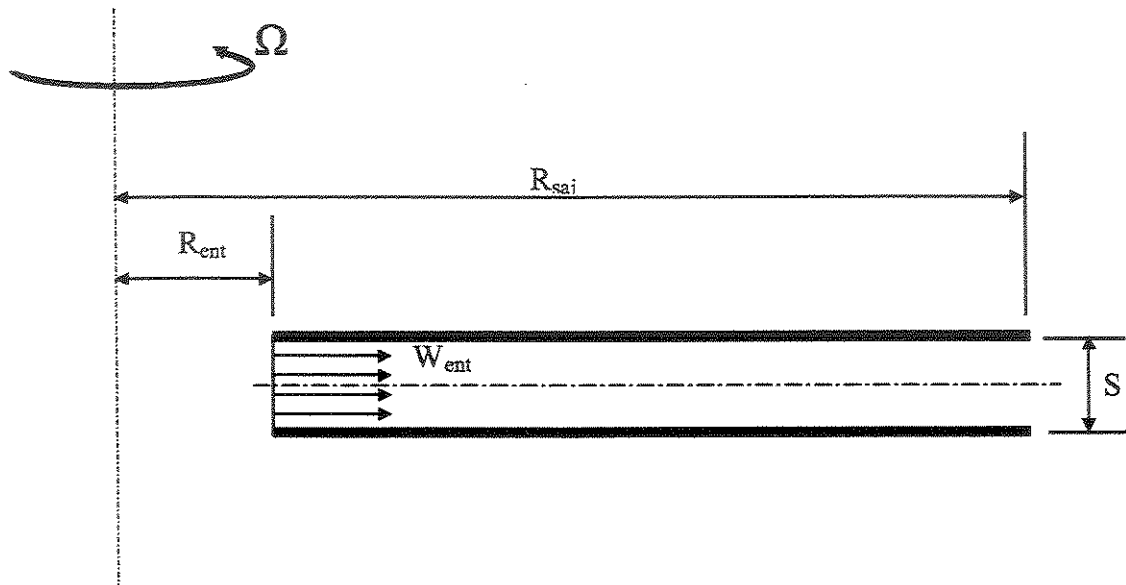


Figura 1.5 - Representação esquemática do canal físico.

O efeito da força de Coriolis foi estudado simulando-se escoamentos no interior de dutos dotados de rotação em um de seus eixos. Este tipo de configuração representava, sem o efeito de curvatura das pás, o escoamento entre as pás de uma máquina centrífuga. Para este tipo de escoamento o fluido se comporta como um corpo rígido, e a velocidade tangencial é constante para cada posição radial. Para esta situação há diversas correções *ad hoc* propostas na literatura. Tanto quanto os modelos propostos são as formas utilizadas para tais modificações. A predição de escoamentos turbulentos com rotação requer uma extensão do modelo de isotropia para a viscosidade turbulenta. Esta extensão pode ser feita por meio de modelos de comprimento de mistura que considerem os efeitos de rotação, modelos de duas equações modificados e modelos de tensão turbulenta algébricos⁶. Este último tende a apresentar resultados mais realísticos, pois não necessita de muitas correções *ad hoc* (WARFIELD e LAKSHMINARAYANA, 1987). Contudo, requerem grande capacidade de processamento e são difíceis de convergir. Esta última característica é acentuada quando não se têm muitas informações sob as particularidades do escoamento. Desta forma, neste texto se ficará restrito aos modelos de duas equações, que usam o conceito de viscosidade turbulenta para modelar os efeitos de flutuação.

⁶ Algebraic stress models.

Neste contexto, há o estudo realizado por HOWARD et al. (1980) e POUAGARE e LAKSHMINARAYANA, (1986). O primeiro faz testes com três correções *ad hoc* no estudo do escoamento no interior de um duto quadrado em rotação, com os efeitos da força de Corioli confinado entre as paredes. Estas correções têm o objetivo de incorporar a força de Corioli na estrutura turbulenta. Os três modelos modificam as equações de transporte de k e/ou ϵ . O primeiro modelo testado, por considerar que a equação de k deve ser proporcional às flutuações de velocidade normais às paredes, acrescenta um termo fonte na equação de k e de ϵ para manter os tensores normais proporcionais a $\langle w^2 \rangle : \langle u^2 \rangle : \langle v^2 \rangle = 4:2:3$. Os outros dois modelos testados alteram a função dissipação⁷ de ϵ , tornando a constante $C_{2\epsilon}$ dependente do número de Richardson (Ri).

POUAGARE e LAKSHMINARAYANA, (1986) utilizam-se de outra abordagem que é modificar a constante C_μ procurando tornar a viscosidade turbulenta anisotrópica. Para o caso de camada limite tridimensional, onde somente dois tensores de Reynolds são importantes, propõem duas expressões para a constante C_μ que dependem da velocidade principal e transversal, dos ângulos da velocidade resultante, do tensor de tensão e de deformação em relação ao eixo principal do escoamento. Desta forma, a viscosidade turbulenta torna-se anisotrópica. Para o caso de um canal bidimensional em rotação as equações para C_μ são simplificadas, havendo apenas o acréscimo de um termo na forma tradicional que contabiliza os efeitos de rotação. Neste caso a viscosidade turbulenta é isotrópica. Este modelo é comparado por WARFIELD e LAKSHMINARAYANA, (1987) com o modelo algébrico para o tensor de Reynolds para dutos quadrados.

PATEL e SOTIROPOULOS, (1997), NALLASAMY (1987) e LAKSHMINARAYANA (1986) fazem uma grande revisão de modelos com correções *ad hoc* para escoamentos em superfícies curvas. Os modelos analisados, que vão desde alterações para o comprimento de mistura até modelos não lineares para o tensor de Reynolds, tentam reproduzir os efeitos de curvatura. Estes efeitos serão discutidos no CAPÍTULO 2. Os modelos propostos tentam melhor reproduzir o escoamento em que há curvatura das linhas de corrente no escoamento e não os efeitos da rotação do escoamento. Desta forma, estes modelos não são adequados quando há rotação. Entre as situações testadas

⁷ Maiores detalhes sobre as equações de k e ϵ são apresentados no CAPÍTULO 4

estão os escoamentos sob superfícies côncavas e convexas (típico de curvatura de pás de máquinas centrífugas), degraus, expansões, difusores, jatos coaxiais, entre outros.

Apesar de terem sido encontradas na literatura propostas de correção *ad hoc* dos efeitos da força centrífuga e de Corioli, neste trabalho não é possível utilizá-las. A principal razão para tal é que as correções *ad hoc* são para contabilizar os efeitos de curvatura das linhas de corrente (preponderantemente efeitos da força centrífuga) e de rotação (preponderantemente efeitos da força de Corioli) de maneira separada. Outra limitação é o fato de que a fenomenologia dos escoamentos testados pelas correções *ad hoc* e o aqui proposto são distintas.

Para os sistemas com rotação testados na literatura o fluido se comporta como corpo rígido, fazendo com que não haja gradiente de velocidade tangencial na direção normal às paredes. Isso acarreta que não há contribuição da velocidade tangencial na tensão na parede. Portanto, não há contribuição desta velocidade na difusão de quantidade de movimento da direção tangencial para a principal. No escoamento entre os discos, o gradiente de velocidade tangencial normal à parede pode ser significativo e influenciar a transferência de quantidade de movimento de uma direção para outra. Portanto, uma correta estimativa da difusão turbulenta junto à parede pode ter um papel preponderante neste caso.

Para a curvatura das linhas de corrente, as correções *ad hoc* procuram reproduzir os efeitos de atenuação e de aumento da intensidade turbulenta para curvaturas convexas e côncavas, respectivamente e de forma isolada. Há correções *ad hoc* específicas para superfícies côncavas e convexas que apresentam resultados satisfatórios. Entretanto, para situações onde há a necessidade de reproduzir os dois efeitos, os modelos se mostram incapazes de prever o escoamento de maneira apropriada (PATEL E SOTIROPOULUS, 1997). No escoamento entre os discos, os efeitos de curvatura convexa e côncava das linhas de corrente podem ocorrer simultaneamente e combinado, ainda, com efeitos de rotação.

Desta forma, opta-se pela utilização de modelos sem correções *ad hoc* para explorar as características principais e, a partir deste estudo, procurar padrões do escoamento. Neste contexto, propõe-se a utilização de dois modelos de turbulência para o estudo das características do escoamento entre os discos, visando determinar as influências da rotação e da vazão nos padrões do sistema. Os modelos de turbulência escolhidos foram o modelo k- ϵ padrão e um

modelo de baixo Reynolds, chamado de modelo de duas camadas. Apesar de se saber das limitações do modelo k- ϵ padrão (necessidade de usar leis de parede e ser isotrópico) e de parecer um contra-senso sua utilização, opta-se por este modelo pela sua robustez e facilidade de obter soluções convergidas. Este estudo servirá de base para o estudo com o modelo de baixo Reynolds, que pode estender a solução até a parede. Esta extensão é importante para a correta avaliação do escoamento perto da parede, região importante neste caso. Maiores detalhes sobre os modelos de turbulência podem ser obtidos no CAPÍTULO 4.

A abordagem escolhida foi de se utilizar um código numérico comercial (Phoenics versão 2.1 de 1994) baseado no método de volumes finitos para resolver as equações de transporte. Devido a algumas particularidades do software não foi possível utilizar a implementação para a coordenada polar do próprio pacote, nem tão pouco utilizar a equação de transporte escrita na forma polar clássica. Foi necessário escrever a equação de transporte em um sistema de coordenada transformado que representasse o sistema físico, mostrado na Figura 1.5. O sistema transformado pode ser escrito como sendo um sistema cartesiano adicionado das características particulares do sistema polar, aumento de área e força centrífuga e Corioli. Estas características são introduzidas no sistema cartesiano por meio das métricas da transformação e de termos fontes apropriados. Os efeitos do aumento de área na direção radial (uma das direções principais do escoamento) e das forças centrífugas e de Corioli são adicionados no sistema cartesiano por meio de um fator multiplicativo de área e de termos fontes apropriados, respectivamente. Desta forma, portanto, se usará neste texto porosidade e sistema cartesiano para designar os efeitos de aumento (divergência⁸) de área e o domínio transformado, respectivamente. Nos CAPÍTULOS 3, 4 e 5 pode-se obter maiores informações sobre a forma com que as equações de conservação devem ser escritas, os modelos de turbulência adotados e método de solução empregado, respectivamente.

⁸ Do operador divergente que surge quando se escreve as equações de transporte na forma de divergente de fluxo. Como se escreve a equação de conservação nesta forma é mostrada no CAPÍTULO 3 em maiores detalhes.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Para simular escoamentos turbulentos, podem ser utilizados diversos modelos numéricos com vantagens e desvantagens inerentes. A simulação direta tem surgido nos últimos anos como forte candidata à hegemonia para resolver este tipo de problema. Contudo, ainda esbarra na ausência de computadores com capacidade de processamento e armazenagem grandes o suficiente para resolver escoamentos mais complexos. Uma abordagem que vem ganhando força é a simulação de grandes escalas. Entretanto, também esbarra na ausência de computadores velozes o suficiente, na dificuldade de modelar a turbulência nas proximidades de paredes (SPEZIALE, 1987). Há ainda modelos que utilizam equações algébricas ou diferenciais para obter as componentes do tensor de Reynolds. Estes modelos são conhecidos com modelos para as tensões de Reynolds⁹ e, por apresentar um conjunto a mais de equações de transporte a serem solucionadas, tornam o processamento lento e de difícil convergência. Desta forma, é muito provável que por anos a vir, os modelos semi-empíricos serão empregados para simular os efeitos das flutuações de velocidade, apesar destes apresentarem sérias restrições de utilização.

Os modelos semi-empíricos mais conhecidos são baseados no conceito da viscosidade turbulenta, proposto por Boussinesq em 1877 e generalizada Kolmogorov em 1942. Nesta, as tensões de Reynolds (responsáveis pela transferência de quantidade movimento das flutuações de velocidade) são modelados por meio da taxa de deformação do escoamento médio e da viscosidade turbulenta, de forma análoga ao escoamento laminar. Este ainda não constitui um

⁹ *Reynolds Stress Models.*

modelo, mas somente lança as bases para a construção de modelos, mudando o foco para a determinação da viscosidade turbulenta.

Diversos modelos foram propostos para a determinação da viscosidade turbulenta, desde equações algébricas simples até modelos que utilizam sistemas de equações diferenciais não lineares. Aqui se ficará restrito à análise dos modelos denominados a duas equações que estimam a viscosidade turbulenta como:

$$\nu_t = C_\mu f_\mu k \ell \quad (2.1)$$

onde C_μ é uma constante empírica, f_μ é uma função de amortecimento (presente somente nos modelos para baixos Reynolds), k é a energia cinética turbulenta (determinada por uma equação de transporte) e ℓ é o comprimento de mistura.

Para a simulação de escoamentos turbulentos em geometrias simples e com elevado número de Reynolds o modelo k - ϵ padrão ($C_\mu = 0.09$, $f_\mu = 1$ e $\ell = k/\epsilon$) prevê as grandezas turbulentas com uma boa concordância com dados experimentais (produção, dissipação, tensões de Reynolds, etc). O mesmo não se pode dizer de escoamentos em geometrias complexas ou com baixos números de Reynolds, onde o modelo k - ϵ só prevê adequadamente as grandezas médias, excetuando-se casos particulares. Diversos autores tentam explicar os motivos para este comportamento.

Segundo SPEZIALE e GATSTKI (1997), uma das deficiências do modelo k - ϵ é que o modelo utilizado para a equação da dissipação (ϵ) é desprovido de fundamentos físicos. Esta opinião é compartilhada por SHIH et al. (1995) que acrescentam o fato de que nem sempre a função dissipação é um comprimento de escala apropriado para a turbulência. RODI (1993) afirma que a suposição de isotropia local para a viscosidade turbulenta (inerente à hipótese de Boussinesq) é crucial para o fracasso do modelo k - ϵ em prever escoamentos secundários gerados por turbulência em dutos quadrados. PETTERSSON et al. (1998) creditam a linearidade da relação entre tensão-deformação, também inerente à proposta de Boussinesq, a dificuldade de se prever com exatidão escoamentos complexos. Outros autores (NAGANO et al., 1997; SARKAR e SO, 1997; SPEZIALE e ABID, 1995; LAM e BREMHORST, 1981) afirmam que um dos problemas é o fato do

modelo não poder ser integrado a partir da parede. GERONDIMOS e SO (1997) sintetizam dizendo que há vários motivos para a discrepância entre o modelo $k-\epsilon$ e os dados experimentais, enumerando os principais como sendo: a hipótese de equilíbrio e isotropia; a necessidade de usar leis de parede pela incapacidade de se integrar o modelo a partir da parede; modelos inapropriados para a difusão de pressão nos modelos não lineares (segunda ordem). LAKSHMINARAYANA (1986) afirma que o modelo $k-\epsilon$ falha em prever escoamentos complexos pelo fato de usar para C_μ um valor constante.

Cada um dos autores citados acima propõe um tipo de alteração para conferir ao modelo tipo $k-\epsilon$ a generalidade necessária. A dificuldade em se propor um modelo para escoamentos complexos é prever a diversidade de padrões nestas situações e em se obter dados experimentais que auxiliem no desenvolvimento dos modelos de turbulência, principalmente perto das paredes (SARKAR e SO, 1997). Nesta circunstância há incertezas nos valores experimentais devido a efeitos de interferência do medidor (PATEL et. al., 1985). Apresenta-se a seguir uma breve revisão sobre as estruturas de um escoamento turbulento em duas situações críticas para ser simulado pelo modelo $k-\epsilon$, na presença de curvatura e de rotação.

Quando há curvatura na geometria, há alterações da estrutura da turbulência causada pela força centrífuga. A força centrífuga faz com que a turbulência seja suprimida em superfícies convexas e amplificada em côncavas (LAKSHMINARAYANA, 1996; LAKSHMINARAYANA, 1986). MUCK et al. (1985) e HOFFMAN et al. (1985) fizeram medidas experimentais, usando anemometria de fio quente, em escoamentos nestas situações e verificaram que cada superfície atua de maneira distinta e não interferentes nas estruturas turbulentas. LAKSHMINARAYANA (1996) e WILCOX e CHAMBERST (1977) apresentam com propriedade explicações para este fenômeno.

LAKSHMINARAYANA (1996) analisa o fenômeno físico partindo do conceito de comprimento de mistura de Prandtl e nos argumentos de von Kármán para escoamentos sob efeitos de curvatura. Em sua análise, von Kármán afirma que uma partícula se movendo da parede para o meio do escoamento é desacelerada, pela ação da força centrífuga, em superfície convexa e acelerada em côncava. Desta forma, qualquer turbilhão que se movimenta de uma região próxima à parede convexa para o interior do escoamento é desacelerado, acarretando em

uma diminuição da intensidade turbulenta. Portanto, a curvatura convexa causa um efeito estabilizante na turbulência. Se o mesmo turbilhão for gerado próximo a uma parede côncava e se movimentar para o meio do escoamento é amplificado pela força centrífuga, aumentando assim a intensidade turbulenta. Estes efeitos, estabilização e desestabilização do escoamento, são mostrados na Figura 2.1. Estes comportamentos podem explicar, mesmo que qualitativamente, o efeito de estabilização e de desestabilização das curvaturas convexas e côncavas respectivamente.

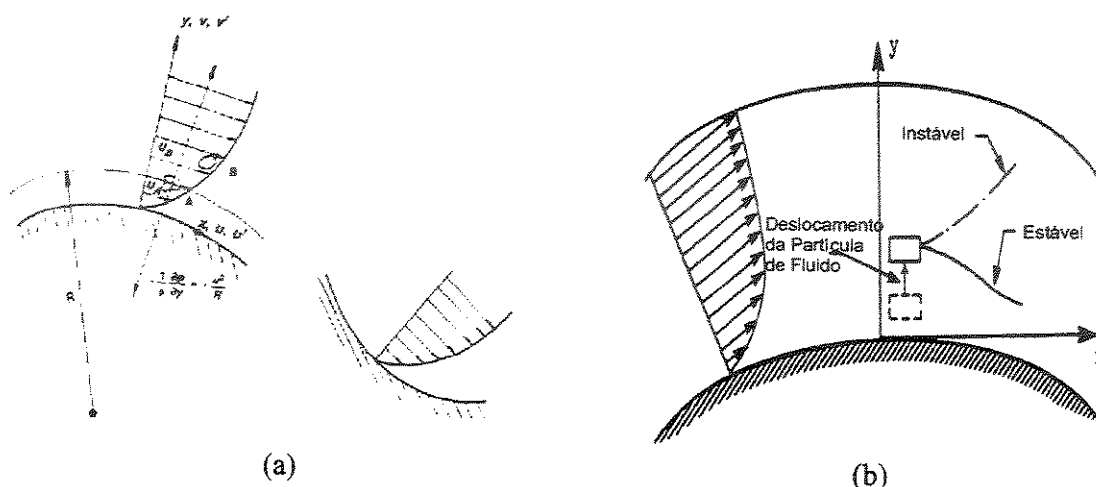


Figura 2.1 - Efeitos da curvatura longitudinal na turbulência: (a) LAKSHMINARAYANA (1996); (b) WILCOX e CHAMBERST (1977).

Para analisar os efeitos de curvatura, WILCOX e CHAMBERST (1977) utilizam a análise de von Kármán e as equações para as tensões de Reynolds normais a superfície, quando uma partícula se movimenta na direção normal à superfície. A curvatura convexa transfere energia cinética da direção normal para a direção principal do escoamento de forma a manter a energia cinética total relativamente inalterada. A superfície côncava transfere energia cinética do escoamento principal para o normal com efeitos similares para a energia cinética total. Desta forma a força centrífuga redistribui a energia cinética no escoamento, retirando a energia do componente normal, o que diminui a intensidade dos turbilhões, e do principal, o que aumenta a intensidade dos turbilhões, em superfícies convexas e côncavas, respectivamente. Este comportamento explica o porque da estabilização e desestabilização se as superfícies sólidas forem, respectivamente, convexa e côncava. Conclusões análogas podem ser obtidas analisando-se o coeficiente de atrito, sendo menor em superfície convexa do que em côncava, conforme mostra a Figura 2.2 (RICHMOND e PATEL, 1991; PATEL e SOTIROUPOULOS, 1997). Em superfícies

côncavas há a formação de vórtices do tipo Taylor-Görtler, influenciando a transição e a instabilidade turbulenta. Dados experimentais sugerem que os efeitos de curvatura (convexa ou côncava) reduzem o acoplamento entre a parede e as camadas externas, fazendo com que o transporte turbulento seja independente da produção perto da parede (LAKSHMINARAYANA, 1996).

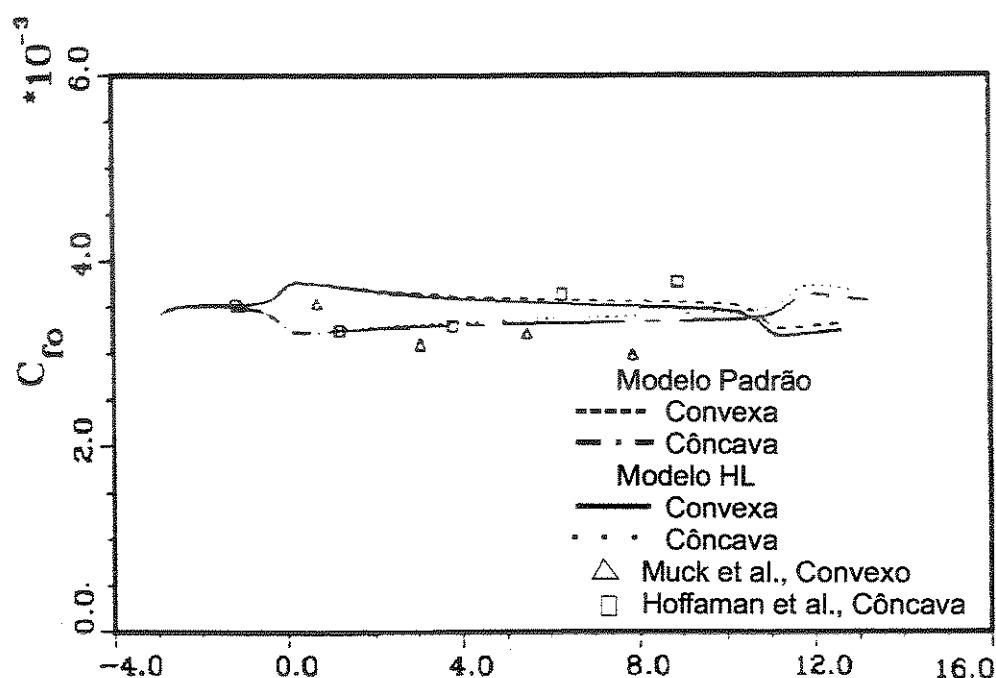


Figura 2.2 – Coeficiente de atrito medido e calculado numericamente em paredes convexas e côncavas, segundo RICHMOND e PATEL (1991).

Capturar estes efeitos não é tarefa fácil para os modelos de turbulência. Os modelos que empregam o conceito de viscosidade turbulenta, como o descrito pela Eq. (2.1), sem correções *ad hoc* não conseguem prever a supressão da turbulência pela superfície convexa. Este fenômeno só pode ser previsto pelos modelos de transporte para as tensões de Reynolds¹⁰. A superfície côncava exerce uma forte influência na estrutura da camada limite turbulenta, sendo que não se pode capturar este efeito com modelos que ignoram a física do problema (LAKSHMINARAYANA, 1996). A inabilidade dos modelos k-ε em capturar os vórtices do tipo Taylor-Görtler bem como

¹⁰ Reynolds stress transport model.

escoamentos secundários, mesmo com correções *ad hoc*, são apontados por RICHMOND e PATEL (1991) como as causas dos desvios entre as soluções obtidas com o modelo e dados experimentais.

PATEL E SOTIROPOULOS (1997), NALLASAMY (1987) e LAKSHMINARAYANA (1986) fazem uma revisão primorosa com uma análise crítica de vários modelos de turbulência propostos para o estudo de escoamentos complexos, desde modelos de comprimento de mistura aos modelos baseados em equações de transporte para as tensões de Reynolds e não será repetida aqui. Ambos afirmam que é necessário muito cuidado na aplicação de modelos de turbulência em geometrias complexas. NALLASAMY (1987) afirma que as condições iniciais têm uma importância significativa na performance dos modelos de turbulência, principalmente quando a condição de equilíbrio não é satisfeita. PATEL E SOTIROPOULOS (1997) acrescentam que, aparentemente, para uma superfície convexa, os sucessos e fracassos dos modelos de turbulência simples ajustados são comparáveis com os modelos para o transporte das tensões de Reynolds, com pequenos ou nenhum ajuste. Entretanto, não há evidência suficiente para dizer que estes últimos são suficientemente capazes de prever os efeitos de curvatura convexa sem ajuste posterior. Para a superfície côncava, os misteriosos vórtices de Taylor-Görtler continuam sem solução e os dados de laboratório são inconclusos.

A rotação tem grandes efeitos em escoamentos turbulentos, alterando a estrutura de redistribuição da energia turbulenta, conforme mostra a Figura 2.3. Em dutos fechados dotados de rotação os efeitos são semelhantes aos apresentados para superfícies convexas/côncavas. Contudo, no primeiro é a força de Corioli que afeta a estrutura turbulenta (HOWARD et al., 1980). LAKSHMINARAYANA, (1996) afirma que em um duto girando, o lado que carrega o fluido provoca uma amplificação da turbulência e uma conseqüente desestabilização do escoamento. O efeito oposto ocorre no lado que recebe o fluido, estabilizando o escoamento e suprimindo a turbulência. Ainda segundo o autor, este fenômeno ocorre devido ao gradiente de pressão normal ao escoamento atuando no mesmo sentido da velocidade angular, que é gerado pela força de Coriolis. Desta forma, qualquer turbilhão gerado na superfície que carrega o fluido e se movimentando na direção do escoamento principal, tem seu movimento amplificado devido ao gradiente de pressão favorável. O contrário ocorre para o turbilhão que se movimenta da parede que recebe o fluido em direção ao escoamento principal. O turbilhão é atenuado por se

movimentar sob o efeito de um gradiente de pressão adverso estabilizando, portanto o movimento turbilhonar. Há evidência experimental deste comportamento que é, segundo LAKSHMINARAYANA (1996), mostrado por JOHNSTON (1974).

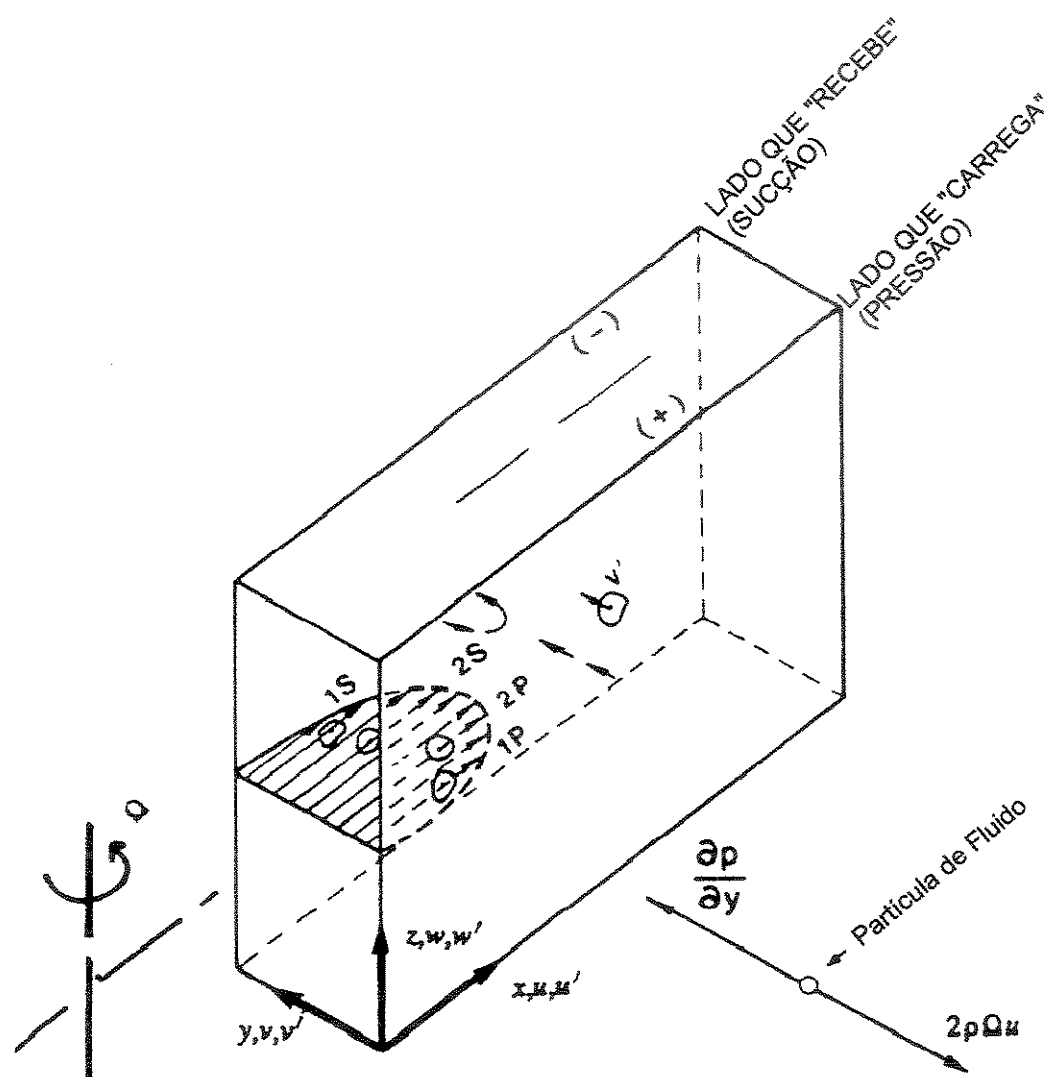


Figura 2.3 - Escoamento turbulento em um duto com rotação, segundo LAKSHMINARAYANA (1996).

Os efeitos causados na estrutura turbulenta pela rotação também são difíceis de serem capturados pelos modelos de turbulência. HOWARD et al. (1980) testam três modificações no modelo k-ε visando melhorar a performance do modelo quando da presença da força de Coriolis. Um dos modelos acrescenta um termo fonte na equação de transporte para k e para ε. Os outros

dois modelos alteram somente a dissipação de ϵ pela introdução de um termo que depende do número de Richardson. GALMES e LAKSHMINARAYANA (1984) alteram o termo de produção da equação de ϵ , incorporando os efeitos de rotação por meio de uma função do número de Reynolds turbulento $\left(Re_t = \frac{\rho k^{1/2} y}{\mu} \right)$ e da rotação. Esta correção tem como objetivo incorporar efeitos de rotação e curvatura simultaneamente. POUAGARE e LAKSHMINARAYANA (1986) propõem uma alteração no coeficiente C_μ , visando considerar o desalinhamento entre o tensor das tensões e o tensor das taxas de deformação causado pela aceleração de Corioli. Esta correção é introduzida no tensor de Reynolds pela definição de constantes C_μ 's diferentes para cada componente do tensor. WARFIELD e LAKSHMINARAYANA (1987) aplicam o método proposto por POUAGARE e LAKSHMINARAYANA (1986) simulando o escoamento em desenvolvimento e totalmente desenvolvido em um canal dotado de rotação, comparando com dados disponíveis. Este modelo se mostrou adequado para prever tanto a velocidade quanto às tensões na parede para altos números de Reynolds, para o escoamento totalmente desenvolvido e em rotação moderada. Para números de Reynolds baixos, há divergências devido a laminarização do escoamento na parede que recebe o fluido, o qual o modelo não consegue reproduzir. Para o escoamento em desenvolvimento com rotação elevada, os resultados se ajustam aos dados experimentais. Contudo, o mesmo não ocorre quando o escoamento se aproxima da região desenvolvida. Todos estes modelos foram testados em dutos dotados de rotação, simulando o escoamento entre as pás de uma máquina centrífuga.

Outra dificuldade do modelo k- ϵ padrão em simular escoamentos em geometrias complexas está relacionada com a necessidade de usar leis de parede como condição de contorno. Como a geração de turbulência ocorre principalmente na parede, qualquer erro no cálculo perto da parede será propagado para todo o escoamento. Segundo SARKAR e SO (1997), se as características físicas do escoamento forem reproduzidas perto da parede pelo modelo de turbulência, o resto do domínio poderá ser reproduzido de forma apropriada. Há duas abordagens para se tratar este problema. Uma é a determinação de leis de parede ajustadas para cada situação e a outra é o desenvolvimento de correções para o modelo k- ϵ que permita a integração a partir da parede. Entretanto, a utilização de leis de parede fica restrita a situações em que os efeitos viscosos não são importantes (escoamentos com altos números de Reynolds), não sendo apropriada sua

utilização para escoamentos tridimensionais complexos (PATEL et al. 1985). PATEL e SOTIROPOULOS (1997), PATEL et al. (1985), NALLASAMY (1987) fazem uma revisão dos principais mecanismos à sua época para simular os efeitos de parede, por isso, aqui só são apresentados os principais aspectos.

PATEL e SOTIROPOULOS (1997) apresentam uma única lei de parede que pode ser aplicada para superfícies convexas e côncavas, dependendo do ajuste de um parâmetro da equação. Há uma concordância qualitativa entre a lei de parede apresentada e o observado em dados experimentais, como o aumento e a diminuição da velocidade em relação à placa plana com y^+ em superfícies convexas e côncavas respectivamente. Contudo, após uma análise do problema, afirmam que o estudo das leis de parede para superfícies curvas ainda não é claro, sendo necessários experimentos laboratoriais e numéricos para se determinar a tensão na parede e ajudar na interpretação física do escoamento na região próxima à parede.

Há na literatura propostas de alteração no modelo $k-\epsilon$ para permitir sua integração a partir da parede, que podem ser divididas em duas categorias. A primeira é utilizar funções de amortecimento (f_μ) para a viscosidade turbulenta e modificações na dissipação de ϵ , objetivando fazer com que a viscosidade turbulenta tendo a viscosidade molecular para a região próxima da parede. A segunda é separar o escoamento em duas ou três regiões. Nestes modelos a região próxima à parede é tratada como sendo viscosa, mas sem ser laminar, e nas regiões distantes da parede como sendo totalmente turbulenta (NALLASAMY, 1987). Desta forma, na região próxima à parede as equações são simplificadas. A primeira metodologia é de difícil convergência, por ser necessário balancear todas as equações de transporte em uma região de gradientes elevados. Para a segunda, se faz necessário um conhecimento prévio da física do escoamento para se determinar às extensões das regiões adotadas e as equações de transporte simplificadas.

Dentre os modelos que utilizam a primeira metodologia, destaca-se o proposto por JONES e LAUNDER (1972), por ter lançado as bases para a construção dos modelos deste tipo. PATEL et al. (1985) testam sete modelos (LAUNDER e SHARMA, 1974; HASSID e POREH, 1978; HOFFMAN, 1975; DUTOYA E MICHARD, 1981; CHEIN, 1982; REYNOLDS, 1976, LAM e BREMHOST, 1981) em escoamentos de camada limite com e sem gradiente de pressão favorável/adverso, apresentando detalhes sobre a implementação de cada modelo e uma comparação com dados experimentais. SARKAR e SO (1997) testam oito modelos deste tipo (CHIEN, 1982; JONES e LAUNDER, 1972;

KARLSSON et al., 1988; LAUNDER e SHARMA, 1974; MYONG e KASAGI, 1990; SARKAR, 1995; SO et al., 1991; YANG e SHIH, 1993) simulando escoamentos simples, de Couette e sobre um ressalto¹¹, comparando os resultados com dados experimentais e de simulação direta. Também apresentam detalhes sobre a implementação de cada modelo. Para a segunda metodologia, destacam-se os modelos sugeridos por RODI (1991); CHIENG e LAUNDER (1980); AMANO (1984); IACOVIDES e LAUNDER (1984).

Os modelos $k-\epsilon$ não conseguem reproduzir com acuracidade os escoamentos onde a tensão de cisalhamento não é nula nas imediações do gradiente de velocidade média nulo. Esta é uma situação típica de jatos planos em paredes¹² e em escoamentos tipo de Couette. Esse tipo de escoamento é interessante para o desenvolvimento teórico de modelos de turbulência, por causa da simplicidade das equações governantes e da geometria (PAPAVASSILIOU e HANRATTY, 1997). Contudo, não é muito utilizada por causa da dificuldade de se prever a distribuição espacial de k com a maioria dos modelos de duas equações (GERODIMOS e SO, 1997). Em ambos os casos, a utilização da lei de parede universal é questionável, tanto em relação aos valores de suas constantes, quanto na região de aplicabilidade. WYGNANSKI et al. (1992) determinam experimentalmente a lei de parede e a região de aplicabilidade para o primeiro caso. PAPAVASSILIOU e HANRATTY (1997) apresentam um quadro comparativo com as leis de paredes determinadas por diversos autores, bem como a sua, para o escoamento de Couette. No escoamento de jatos planos próximos à parede, há uma grande interação entre as regiões da camada externa e a interna, tendo um papel importante no desenvolvimento do jato. Esta interação faz com que a tensão seja nula em uma posição muito mais próxima da parede do que da posição em que a velocidade é máxima (GERODIMOS e SO, 1997).

O escoamento entre dois discos em rotação apresenta simultaneamente diversas situações críticas de serem simuladas. A ação da força centrífuga tende a estabilizar o escoamento em geometrias que apresentam curvatura convexa e a desestabilizar em côncava. A ação da força de Coriolis tem o mesmo efeito da centrífuga, sendo que o escoamento é desestabilizado na superfície que carrega o fluido (pressão) o estabilizado na que recebe o fluido (sucção). Devido à rotação,

¹¹ *backstep flow*

¹² *wall jets*

há uma tendência da velocidade radial máxima se concentrar perto da parede. Como esta região é onde a tensão de cisalhamento é maior, este tipo de escoamento também possui a velocidade máxima na região onde a tensão não é nula. Todos estes efeitos combinados tornam o modelo k- ϵ pouco recomendado. Entretanto, o modelo k- ϵ é, excetuando-se o modelo de comprimento de mistura, o mais simples de ser implementado e de se obter soluções convergidas. Estas características são importantes para se determinar padrões de comportamento em escoamentos complexos.

CAPÍTULO 3

FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

Neste capítulo são apresentadas as equações de transporte escritas na forma conservativa, para um sistema de coordenada ortogonal, restringindo-se, a seguir, a sistemas com axisimetria. Opta-se por um sistema ortogonal devido às vantagens inerentes ao sistema, como a facilidade de se obter os fluxos nas faces. Neste caso, pode-se utilizar um sistema cartesiano onde os efeitos da transformação são corrigidos por meio de termos fontes e de porosidades, conforme proposto por ROSA et al, 1999; ROSA et al., 1998; JAYANTI et al, 1988. Com esta metodologia pode-se minimizar as dificuldades inerentes às malhas não ortogonais uma vez que a solução das equações de transporte é bem conhecida para as malhas cartesianas. No sistema ortogonal a aplicação das condições de contorno também é simplificada, principalmente quando há derivadas normais às superfícies. Uma desvantagem deste método é que fica restrito a geometrias que permitem a geração de malha ortogonal. Geometrias complexas frequentemente não permitem geração de malha ortogonal ou se permitem, a determinação das métricas são feitas numericamente. Isto causa uma dificuldade extra quando há necessidade de se refinar a malha em uma determinada região (MALISKA, 1995).

3.1 EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO PARA UM SISTEMA ORTOGONAL GENERALIZADO

A seguir mostram-se as equações de conservação de massa e do momentum¹³, Eqs. (3.1), (3.2), (3.3) e (3.4) respectivamente, nas direções ortogonais ξ_1 , ξ_2 e ξ_3 escritas na forma conservativa, de acordo com o proposto por WARSI (1993), como:

$$\frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} (\rho h_2 h_3 u_1) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} (\rho h_1 h_3 u_2) + \frac{\partial}{\partial \xi_3} (\rho h_1 h_2 u_3) \right\} = 0, \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(h_2 h_3 \left[\rho u_1 u_1 - \frac{\mu}{h_1} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_1} \right] \right) \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(h_1 h_3 \left[\rho u_1 u_2 - \frac{\mu}{h_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} \right] \right) \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(h_1 h_2 \left[\rho u_1 u_3 - \frac{\mu}{h_3} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_3} \right] \right) \right\} = -\frac{1}{h_1} \frac{\partial p}{\partial \xi_1} + \frac{\mu}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_1} \right) \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{h_1 h_3}{h_1} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_1} \right) \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_1} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_1} \right) \right\} \\ + \frac{\mu}{h_1 h_2 h_3} \left\{ 2 \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(h_2 h_3 \left[\frac{u_2}{r_{12}} + \frac{u_3}{r_{13}} \right] \right) \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(h_1 h_3 \left[\frac{u_2}{r_{21}} + \frac{u_1}{r_{12}} \right] \right) \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(h_1 h_2 \left[\frac{u_3}{r_{31}} + \frac{u_1}{r_{13}} \right] \right) \right\} + \left\{ \begin{matrix} \sigma_{12}/r_{12} \\ -\sigma_{22}/r_{21} \\ \sigma_{13}/r_{13} \\ -\sigma_{33}/r_{31} \end{matrix} \right\} - \rho \left\{ \begin{matrix} u_1 u_2 / r_{12} \\ -u_2^2 / r_{21} \\ u_1 u_3 / r_{13} \\ -u_3^2 / r_{31} \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(h_2 h_3 \left[\rho u_2 u_1 - \frac{\mu}{h_1} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_1} \right] \right) \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(h_1 h_3 \left[\rho u_2 u_2 - \frac{\mu}{h_2} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} \right] \right) \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(h_1 h_2 \left[\rho u_2 u_3 - \frac{\mu}{h_3} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_3} \right] \right) \right\} = -\frac{1}{h_2} \frac{\partial p}{\partial \xi_2} + \frac{\mu}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} \right) \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{h_1 h_3}{h_2} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} \right) \right. \\ \left. \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_2} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_2} \right) \right\} \\ + \frac{\mu}{h_1 h_2 h_3} \left\{ -\frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(h_2 h_3 \left[\frac{u_2}{r_{21}} + \frac{u_1}{r_{12}} \right] \right) \right. \\ \left. 2 \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(h_1 h_3 \left[\frac{u_1}{r_{21}} + \frac{u_3}{r_{23}} \right] \right) \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(h_1 h_2 \left[\frac{u_3}{r_{32}} + \frac{u_2}{r_{23}} \right] \right) \right\} + \left\{ \begin{matrix} \sigma_{12}/r_{21} \\ -\sigma_{11}/r_{12} \\ \sigma_{23}/r_{23} \\ -\sigma_{33}/r_{32} \end{matrix} \right\} - \rho \left\{ \begin{matrix} u_1 u_2 / r_{21} \\ -u_1^2 / r_{12} \\ u_2 u_3 / r_{23} \\ -u_3^2 / r_{32} \end{matrix} \right\} \end{aligned} \quad (3.3)$$

¹³ O autor opta por designar quantidade de movimento pela denominação de *momentum*.

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(h_2 h_3 \left[\rho u_3 u_1 - \frac{\mu}{h_1} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_1} \right] \right) \\ & \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(h_1 h_3 \left[\rho u_3 u_2 - \frac{\mu}{h_2} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_2} \right] \right) \\ & \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(h_1 h_2 \left[\rho u_3 u_3 - \frac{\mu}{h_3} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_3} \right] \right) \end{aligned} \right\} = -\frac{1}{h_3} \frac{\partial p}{\partial \xi_3} + \frac{\mu}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_3} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_3} \right) \\ & \frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(\frac{h_1 h_3}{h_3} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_3} \right) \\ & \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_3} \right) \end{aligned} \right\} \\
 & + \frac{\mu}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \begin{aligned} & -\frac{\partial}{\partial \xi_1} \left(h_2 h_3 \left[\frac{u_3}{r_{31}} + \frac{u_1}{r_{13}} \right] \right) \\ & -\frac{\partial}{\partial \xi_2} \left(h_1 h_3 \left[\frac{u_3}{r_{32}} + \frac{u_2}{r_{23}} \right] \right) \\ & 2 \frac{\partial}{\partial \xi_3} \left(h_1 h_2 \left[\frac{u_1}{r_{31}} + \frac{u_2}{r_{32}} \right] \right) \end{aligned} \right\} + \left\{ \begin{aligned} & \sigma_{13}/r_{31} \\ & -\sigma_{11}/r_{13} \\ & \sigma_{23}/r_{32} \\ & -\sigma_{22}/r_{23} \end{aligned} \right\} - \rho \left\{ \begin{aligned} & u_1 u_3 / r_{31} \\ & -u_1^2 / r_{13} \\ & u_2 u_3 / r_{32} \\ & -u_2^2 / r_{23} \end{aligned} \right\}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

onde u_1 , u_2 e u_3 são as componentes de velocidade nas direções coordenadas ξ_1 , ξ_2 e ξ_3 ; p é a pressão; h_1 , h_2 e h_3 são as métricas da transformação de coordenadas. Estas métricas são calculadas pelas Eqs. (3.5), (3.6) e (3.7) (FLETCHER, 1988):

$$(h_1)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_1} \right)^2, \tag{3.5}$$

$$(h_2)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_2} \right)^2, \tag{3.6}$$

$$(h_3)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_3} \right)^2, \tag{3.7}$$

sendo (ξ_1, ξ_2, ξ_3) o sistema de coordenadas ortogonal original; r_{ij} os raios de curvatura da malha ao longo de um plano ij constante (RAITHBY et al., 1986), sendo calculados pela Eq. (3.8):

$$\frac{1}{r_{ij}} = \frac{1}{h_i h_j} \frac{\partial h_i}{\partial \xi_j}, \quad (3.8)$$

para $i \neq j$. Os raios de curvaturas são aqueles que definem a curvatura da superfície em cada ponto e estão representados na Figura 3.1.

As tensões τ_{ij} são determinadas pelas Eqs. (3.9), (3.10), (3.11), (3.12), (3.13) e (3.14):

$$\sigma_{11} = 2\mu \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_1} + \frac{u_2}{r_{12}} + \frac{u_3}{r_{13}} \right), \quad (3.9)$$

$$\sigma_{22} = 2\mu \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} + \frac{u_1}{r_{21}} + \frac{u_3}{r_{23}} \right), \quad (3.10)$$

$$\sigma_{33} = 2\mu \left(\frac{1}{h_3} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_3} + \frac{u_1}{r_{31}} + \frac{u_2}{r_{32}} \right), \quad (3.11)$$

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \mu \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_1} + \frac{1}{h_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} - \frac{u_2}{r_{21}} - \frac{u_1}{r_{12}} \right), \quad (3.12)$$

$$\sigma_{23} = \sigma_{32} = \mu \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_2} + \frac{1}{h_3} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_3} - \frac{u_3}{r_{32}} - \frac{u_2}{r_{23}} \right), \quad (3.13)$$

$$\sigma_{13} = \sigma_{31} = \mu \left(\frac{1}{h_1} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_1} + \frac{1}{h_3} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_3} - \frac{u_3}{r_{31}} - \frac{u_1}{r_{13}} \right), \quad (3.14)$$

As Eqs. (3.1), (3.2), (3.3) e (3.4) representam as equações de conservação aplicadas a um sistema ortogonal. Estas equações de conservação podem ser representadas de forma genérica como:

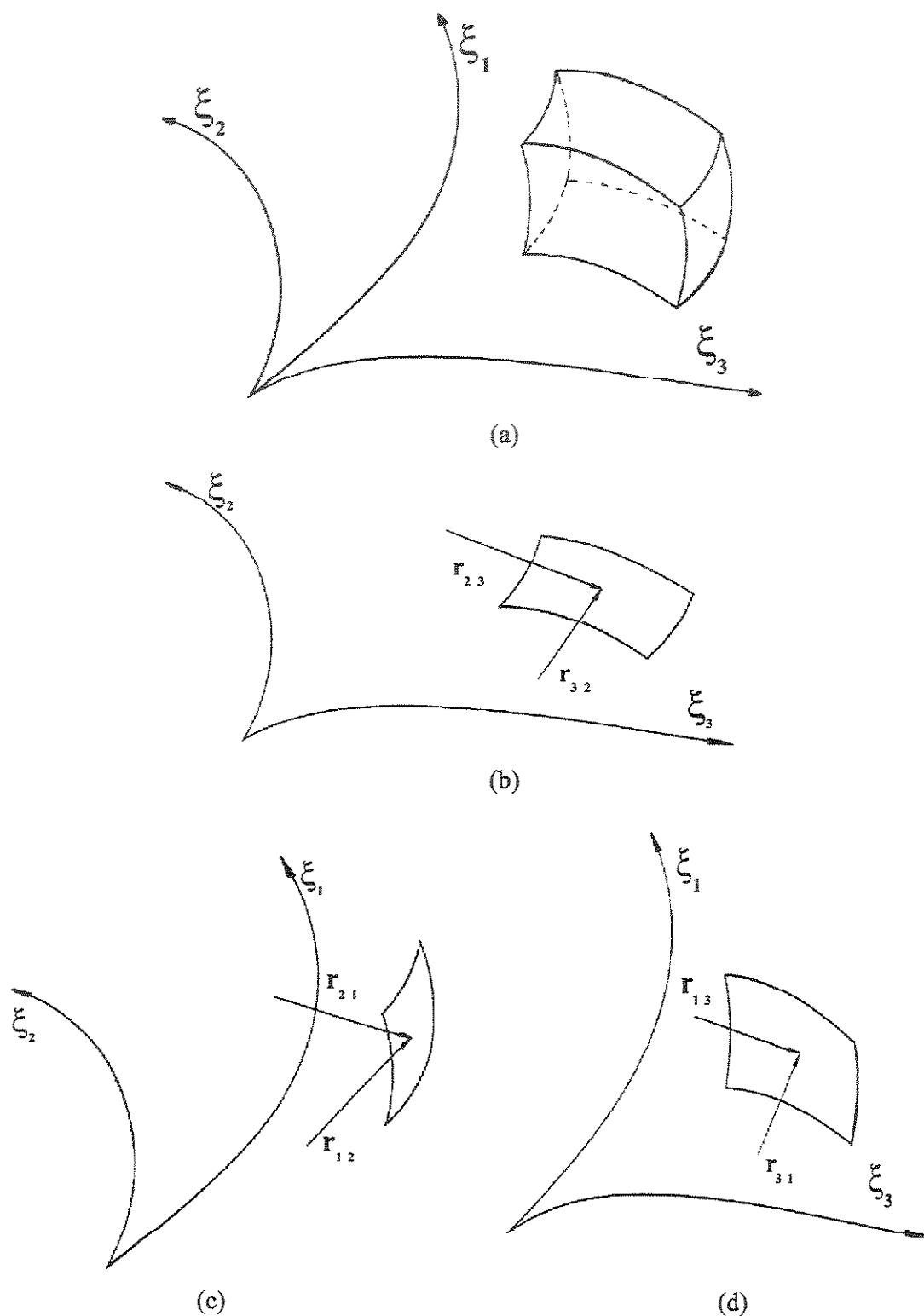


Figura 3.1 – Representação dos raios de curvatura: (a) tridimensional; (b) plano ξ_2 - ξ_3 ; (c) plano ξ_1 - ξ_2 ; (d) plano ξ_1 - ξ_3 .

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_i^\phi = \mathbf{S}^\phi + \mathbf{P}^\phi, \quad (3.15)$$

onde o produto escalar do operador ∇ por $\mathbf{J}$ é o divergente de $\mathbf{J}$ para um sistema ortogonal de coordenadas:

$$\nabla \mathbf{J}_i^\phi = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_1} (h_2 h_3 J_1^\phi) + \frac{\partial}{\partial \xi_2} (h_1 h_3 J_2^\phi) + \frac{\partial}{\partial \xi_3} (h_1 h_2 J_3^\phi) \right\}, \quad (3.16)$$

e $\mathbf{J}_i^\phi$ é o tensor de fluxo (convectivo e difusivo) representado por:

$$\mathbf{J}_i^\phi = \left(\rho u_i \phi - \frac{\mu}{h_i} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_i} \right), \quad (3.17)$$

sendo que ϕ representa uma propriedade genérica, tendo como valor 1 para a equação de conservação da massa e u_i para a equação da conservação de momentum nas direções ξ_1 , ξ_2 e ξ_3 quando $i = 1, 2$ e 3 , respectivamente. O termo $\mathbf{S}^\phi$ representa os termos fontes das equações e $\mathbf{P}^\phi$ simboliza o gradiente de pressão que se aplica às equações de conservação de momentum, podendo ser generalizado por:

$$\mathbf{P}^\phi = - \frac{1}{h_i} \frac{\partial p}{\partial \xi_i}. \quad (3.18)$$

As Eqs. (3.1) a (3.4), escritas de forma compacta pela Eq. (3.15), são as equações de transporte escritas na forma conservativa. Para que se possa utilizar estas equações, é necessário conhecer as métricas da transformação, Eqs. (3.5), (3.6) e (3.7). Para um sistema com axisimetria, as equações de conservação e as suas métricas são simplificadas. O seu desenvolvimento é mostrado na seção seguinte.

3.2 FORMA GENÉRICA PARA AS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO CONSIDERANDO ESCOAMENTO COM AXISIMETRIA

Para o escoamento axisimétrico, não há derivadas em relação a uma das direções coordenadas o que simplifica as equações de conservação. Considerando que o eixo coordenado representado por ξ_1 seja o eixo de axisimetria, o divergente do tensor de fluxo da Eq. (3.16) reduz a apenas dois termos não nulos, representadas por:

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_i^\phi = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi_2} (h_1 h_3 J_2^\phi) + \frac{\partial}{\partial \xi_3} (h_1 h_2 J_3^\phi) \right\}. \quad (3.19)$$

Os raios de curvatura, Eq. (3.8), compõem os termos fontes das equações de conservação. Nestes casos, são reduzidos a quatro, Eqs. (3.20), (3.21), (3.22) e (3.23):

$$\frac{1}{r_{32}} = \frac{1}{h_3 h_2} \frac{\partial h_3}{\partial \xi_2}, \quad (3.20)$$

$$\frac{1}{r_{23}} = \frac{1}{h_2 h_3} \frac{\partial h_2}{\partial \xi_3}, \quad (3.21)$$

$$\frac{1}{r_{13}} = \frac{1}{h_1 h_3} \frac{\partial h_1}{\partial \xi_3}, \quad (3.22)$$

$$\frac{1}{r_{12}} = \frac{1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial \xi_2}, \quad (3.23)$$

sendo que a Figura 3.1 apresenta a representação geométrica destes raios de curvatura.

As equações que correlacionam as tensões com a taxa de deformação, que também compõem os termos fontes, Eqs. (3.9), (3.10), (3.11), (3.12), (3.13) e (3.14) são igualmente simplificadas e podem ser reescritas como:

$$\sigma_{11} = 2\mu \left(\frac{u_2}{r_{12}} + \frac{u_3}{r_{13}} \right), \quad (3.24)$$

$$\sigma_{22} = 2\mu \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_2} + \frac{u_3}{r_{23}} \right), \quad (3.25)$$

$$\sigma_{33} = 2\mu \left(\frac{1}{h_3} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_3} + \frac{u_2}{r_{32}} \right), \quad (3.26)$$

$$\sigma_{12} = \sigma_{21} = \mu \left(+ \frac{1}{h_2} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_2} - \frac{u_1}{r_{12}} \right), \quad (3.27)$$

$$\sigma_{23} = \sigma_{32} = \mu \left(\frac{1}{h_2} \frac{\partial u_3}{\partial \xi_2} + \frac{1}{h_3} \frac{\partial u_2}{\partial \xi_3} - \frac{u_3}{r_{32}} - \frac{u_2}{r_{23}} \right), \quad (3.28)$$

$$\sigma_{13} = \sigma_{31} = \mu \left(\frac{1}{h_3} \frac{\partial u_1}{\partial \xi_3} - \frac{u_1}{r_{13}} \right), \quad (3.29)$$

As métricas da transformação são calculadas pelas Eqs. (3.5), (3.6) e (3.7), sendo reproduzidas aqui, por conveniência, como:

$$(h_1)^2 = \left(\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \xi_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \xi_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{z}}{\partial \xi_1} \right)^2, \quad (3.5)$$

$$(h_2)^2 = \left(\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \xi_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \xi_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{z}}{\partial \xi_2} \right)^2, \quad (3.6)$$

$$(h_3)^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi_3} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \xi_3} \right)^2. \quad (3.7)$$

As métricas introduzem nas equações de conservação informações sobre o domínio físico do problema e são utilizadas para calcular as grandezas geométricas.

Para um sistema axisimétrico pode-se descrever a transformação entre o sistema cartesiano (x,y,z) e o ortogonal pelas seguintes expressões:

$$\xi_1 = r(y, z) \cos(x), \quad (3.30)$$

$$\xi_2 = s(y, z), \quad (3.31)$$

$$\xi_3 = r(y, z) \sin(x), \quad (3.32)$$

onde $r(y,z)$ e $s(y,z)$ são funções conhecidas pelo processo de geração da malha, sendo $r(y,z)$ o raio de giração. A Figura 3.2 apresenta um desenho esquemático mostrando como os sistemas (x,y,z) e (ξ_1, ξ_2, ξ_3) estão relacionados e o significado geométrico de $r(y,z)$ e $s(y,z)$. Com as Eqs. (3.30), (3.31) e (3.32) pode-se calcular as métricas, utilizando-se das Eqs. (3.33), (3.34) e (3.35):

$$h_1 = r(y, z), \quad (3.33)$$

$$h_2 = \sqrt{\left(\frac{\partial r(y, z)}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial s(y, z)}{\partial y} \right)^2}, \quad (3.34)$$

$$h_3 = \sqrt{\left(\frac{\partial r(y, z)}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial s(y, z)}{\partial z} \right)^2}, \quad (3.35)$$

A formulação desenvolvida nesta seção pode ser aplicada para qualquer sistema com axisimetria. Pode-se verificar que uma vez conhecidas as métricas da transformação, Eqs. (3.33) a (3.35), pode-se facilmente determinar todos os termos fontes das equações de transporte, mesmo que as métricas da transformação não possuam forma analítica explícita.

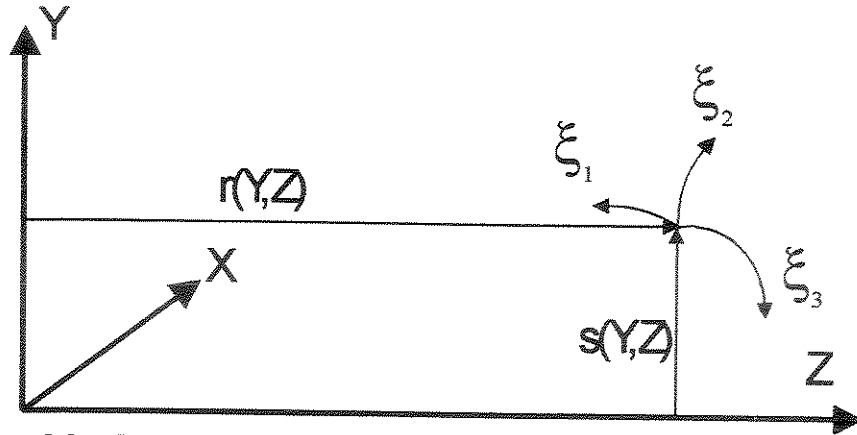


Figura 3.2 – Desenho esquemático mostrando o significado geométrico de $r(y,z)$ e $s(y,z)$ e correlacionando os sistemas coordenados, ajustado ao corpo (ξ_1, ξ_2, ξ_3) e o cartesiano (x, y, z) .

3.3 DISCOS PARALELOS

O estudo do escoamento entre discos paralelos com rotação apresenta dificuldades inerentes à física do problema e ao domínio computacional. Para simplificar a implementação do modelo, utiliza-se de uma formulação coincidente com a cartesiana, onde os efeitos da força centrífuga, de Corioli e da divergência de área, são introduzidos por meio de termos fontes apropriados e fatores geométricos, que se referido no texto como porosidade (ROSA et al., 1999; ROSA et al., 1998; JAYANTI et al., 1988). Nesta seção, mostra-se as equações de conservação, segundo a metodologia proposta e apresentada de forma genérica pela Eq. (3.15), aplicada à geometria da Figura 3.3. Esta figura apresenta um desenho esquemático do canal formado por dois discos paralelos dotados de rotação. Na Figura 3.3, R_{ent} , R_{sai} e S representam respectivamente o raio de entrada, de saída e o espaçamento entre os discos. As direções tangencial, radial e axial são representadas pelos eixos x (não apresentado na figura), z e y respectivamente. O escoamento é axisimétrico na direção tangencial (direção x) e ocorre em regime permanente. O escoamento ocorre de centro para a periferia do canal, sendo especificado

como condição de entrada um perfil uniforme de velocidade. Nas paredes é imposta a condição de não deslizamento e na saída o escoamento é admitido como localmente parabólico.

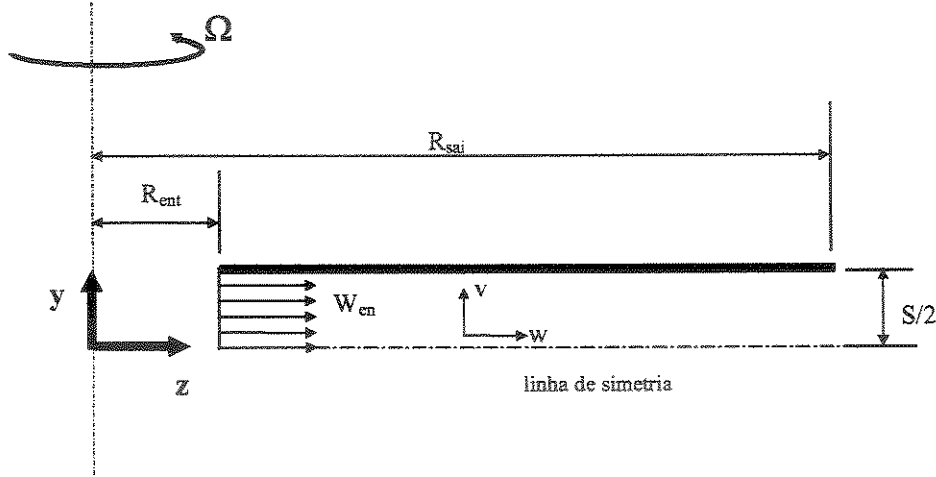


Figura 3.3 - Representação esquemática da geometria e velocidades entre os discos.

Para esta geometria há uma regra de transformação analítica, Eqs. (3.36), (3.37) e (3.38), que pode ser utilizada para obter as métricas das transformações:

$$\xi_1(x, y, z) = z \cdot \cos(x), \quad (3.36)$$

$$\xi_2(x, y, z) = z, \quad (3.37)$$

$$\xi_3(x, y, z) = z \cdot \sin(x). \quad (3.38)$$

Substituindo-se as Eqs. (3.36), (3.37) e (3.38) nas Eqs. (3.33), (3.34) e (3.35), pode-se obter as métricas da transformação (h_1 , h_2 e h_3) como sendo:

$$h_1 = z, \quad (3.39)$$

$$h_2 = h_3 = 1. \quad (3.40)$$

Desta forma, os raios de curvatura r_{ij} são determinados por:

$$\frac{1}{r_{32}} = \frac{1}{r_{23}} = \frac{1}{r_{12}} = 0, \quad (3.41)$$

$$\frac{1}{r_{13}} = \frac{1}{z}. \quad (3.42)$$

Com as Eqs. (3.39) a (3.42) pode-se reescrever as equações de conservação, representada pela Eq. (3.15) e cujo o operador divergente é representado pela Eq. (3.19), na forma de divergente de fluxo. A Tabela 3.1 apresenta os termos fontes e o tensor de fluxo para as equações da conservação de massa e de momentum. Neste caso, a direção principal do escoamento é a z, sendo sua velocidade representada por W. As velocidades nas direções x e y, são representadas por U e V respectivamente. O coeficiente de difusão é representado pela viscosidade (μ). Os termos fontes das equações de conservação são obtidos pela transformação de coordenadas e pelo tensor de tensão. Pode-se mostrar facilmente que, a partir das equações de conservação no sistema polar, pode-se também chegar as Eqs. (3.43), (3.44), (3.45) e (3.46).

Tabela 3.1 - Tensor de transporte e termo fonte para as equações de transporte - discos paralelos.

Equação	ϕ	J^ϕ_x	J^ϕ_y	J^ϕ_z	P^ϕ	S^ϕ	Eq.
Massa	1	0	ρV	ρW	0	0	(3.43)
Conservação de momentum x	U	0	$\rho UV - \mu \frac{\partial U}{\partial y}$	$\rho UW - \mu \frac{\partial U}{\partial z}$	0	$-\mu \frac{U}{z^2} - \rho \frac{UW}{z}$	(3.44)
Conservação de momentum y	V	0	$\rho VV - \mu \frac{\partial V}{\partial y}$	$\rho VW - \mu \frac{\partial V}{\partial z}$	$-\frac{\partial p}{\partial y}$	0	(3.45)
Conservação de momentum z	W	0	$\rho WV - \mu \frac{\partial W}{\partial y}$	$\rho WW - \mu \frac{\partial W}{\partial z}$	$-\frac{\partial p}{\partial z}$	$-\mu \frac{W}{z^2} + \rho \frac{U^2}{z}$	(3.46)

As Eqs. (3.43) a (3.46) representam a equação de conservação de massa e de momentum nas direções x, y e z, respectivamente. Estas equações equivalem às equações para um sistema em coordenada polar escrita na forma conservativa, em função da métrica de transformação e na forma de divergente de fluxo. A direção radial, tangencial e axial é representa pelas direções z, x e y respectivamente. Os efeitos da aceleração centrífuga e de Corioli são representados pelos termos fontes inerciais nas Eqs. (3.46) e (3.44), respectivamente. O efeito de aumento de área aparece pela introdução da métrica da transformação no operador divergente.

CAPÍTULO 4

MODELO DE TURBULÊNCIA

A abordagem mais empregada ainda hoje para tratar fenômenos turbulentos ainda remonta de 1895, quando Reynolds decompôs as propriedades instantâneas do escoamento em um termo médio e um termo de flutuação, conforme mostra a Eq. (4.1):

$$\phi'_i = \Phi_i + \phi_i \quad (4.1)$$

onde ϕ'_i , Φ e ϕ representam uma propriedade qualquer instantânea, média e sua flutuação, respectivamente.

Esta decomposição, Eq. (4.1), é conhecida como decomposição de Reynolds e só é possível porque Reynolds considerou o fenômeno da turbulência como sendo randômica. Aplicando a Eq. (4.1) nas equações de transporte do fluxo J , Eq. (3.15), obtemos¹⁴:

$$\nabla \cdot (J_i^\phi - \rho \overline{u_i u_j}) = S^\phi + P^\phi + S_i^\phi, \quad (4.2)$$

onde J_i^ϕ é o tensor de fluxo como definido pela Eq. (3.17) e reproduzido aqui por conveniência como:

¹⁴ Deste ponto adotaremos a convenção: letras maiúsculas representam médias e minúsculas representam flutuações.

¹⁵ Esta equação aplica-se para escoamentos incompressíveis.

$$J_i^\phi = \left(\rho U_i \Phi - \frac{\mu}{h_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right), \quad (4.3)$$

S^ϕ e P^ϕ são termos fontes oriundos do tensor deformação, $\overline{\rho u_i u_j}$ é o tensor de Reynolds e surge da decomposição das velocidades de acordo com a Eq. (4.1) e S_t^ϕ são os termos fontes turbulentos, relacionados com produtos das flutuações de velocidades. Considerando a hipótese de Boussinesq (generalizada Kolmogorov), pode-se representar as tensões de Reynolds proporcionais ao tensor de deformação do campo médio do fluido:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k, \quad (4.4)$$

onde μ_t é o coeficiente de proporcionalidade e representa a viscosidade turbulenta e é uma propriedade do escoamento, δ_{ij} é o delta de Kronecker e k é a energia cinética turbulenta, definida como:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}. \quad (4.5)$$

A correlação entre as tensões de Reynolds e a deformação do escoamento média, Eq. (4.4), muda o enfoque para a determinação da viscosidade turbulenta e não constitui um modelo propriamente dito, mas serve de base para a construção de um.

Aplicando a decomposição de Reynolds e utilizando a hipótese de Boussinesq, as equações de conservação Eq. (3.43), (3.44), (3.45) e (3.46) passam a ser (HINZE, 1975):

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} (z \rho V) + \frac{\partial}{\partial z} (z \rho W) \right\} = 0, \quad (4.6)$$

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho W W - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial W}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho V W - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right) \right\} = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\mu W}{z^2} + \frac{\rho U^2}{z} + \frac{\rho \bar{u}^2}{z}, \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho W U - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho V U - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right) \right\} = -\mu \frac{U}{z^2} - \frac{\rho U W}{z} - \frac{\rho \bar{u} \bar{w}}{z}, \quad (4.8)$$

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho W V - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho V V - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial V}{\partial y} \right) \right) \right\} = -\frac{\partial P}{\partial y}, \quad (4.9)$$

onde μ_{eff} é a viscosidade efetiva definida pela Eq. (4.10):

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_t + \mu_r \quad (4.10)$$

ρ é a densidade do fluido; z , x e y são as direções radial, tangencial e axial, respectivamente; W , U e V são as velocidades médias nas direções coordenadas z , x e y , respectivamente. As equações de conservação da massa, momentum nas direções radial (z), tangencial (x) e axial (y) são representadas pelas Eqs. (4.6), (4.7), (4.8) e (4.9), respectivamente; P é a pressão média. Os dois últimos termos do lado direito das Eqs. (4.7) e (4.8) representam o termo centrífugo e de Corioli devido ao campo médio e ao produto das flutuações de velocidade. Desta forma, modela-se estes termos segundo a hipótese de Boussinesq conforme as Eqs. (4.11) e (4.12):

$$\frac{\rho \bar{u}^2}{z} = \rho \frac{2}{3} \frac{k}{z} - 2\mu_t \frac{W}{z^2}, \quad (4.11)$$

$$\frac{\rho \bar{u} \bar{w}}{z} = -\mu_t \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{U}{z} \right). \quad (4.12)$$

4.1 MODELO k-ε

Propõe-se na literatura vários modelos para estimar a viscosidade turbulenta, desde simples relações algébricas até modelos envolvendo equações diferenciais. RODI (1993) faz uma revisão dos diversos modelos de turbulência propostos até a época, incluindo o modelo k-ε. Dentre os modelos propostos, um dos mais difundidos é o chamado modelo k-ε, que determina a viscosidade turbulenta proporcional ao campo de energia cinética turbulenta (k) e a escala característica do tamanho dos turbilhões:

$$\mu_t = \rho C_{mu} k \ell, \quad (4.13)$$

onde C_{mu} é uma constante e vale 0.5478; k é a energia cinética turbulenta e ℓ é a escala característica. Uma das razões da grande popularidade do modelo k-ε é que ele foi o primeiro modelo de duas equações. O fato de ter uma segunda equação permite que a escala característica do tamanho dos turbilhões seja determinado pela segunda equação:

$$\ell = C_d k^{3/2} / \varepsilon. \quad (4.14)$$

onde C_d é uma constante e vale 0.1643 e ε a é taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e é determinada por uma equação de transporte, Eq. (4.17). Assim, combinando as Eqs. (4.13) e (4.14), obtém-se:

$$\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon. \quad (4.15)$$

A equação para k é obtida pelo produto escalar entre u_i pela i-ésima equação de conservação de momentum e subtraindo os termos instantâneos do valor médio, e é escrita como:

$$\underbrace{\frac{Dk}{Dt}}_I = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[u_i \left(\frac{1}{2} u_j u_j + \frac{p}{\rho} \right) \right]}_{II} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\mu}{\rho} u_j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{III} - \underbrace{\overline{u_i u_j} \frac{\partial U}{\partial x_i}}_{IV} - \underbrace{\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_V, \quad (4.16)$$

onde o I é a derivada total de k , II é a difusão turbulenta de k , III é a difusão molecular, IV é a produção de k e V é a taxa de dissipação de k , também chamada de ε . Uma equação de transporte para ε pode ser obtida a partir das equações da conservação de momentum e da Eq. (4.17):

$$\varepsilon = -\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.17)$$

e não será mostrada aqui (WILCOX, 1998), sendo comentados apenas seus termos. A equação de transporte para ε tem uma estrutura semelhante à de k , com termos que são o fluxo total e a dissipação de ε . Além destes termos há quatro outros, representando a geração de ε pela vorticidade, pelo escoamento médio, pelo alongamento dos vórtices e pela dissipação viscosa. Excetuando-se o termo de fluxo total, os termos da equação de ε devem ser modelados. No caso estudado, as equações de transporte para k e ε são escritas como:

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho W k - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho V k - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) \right) \right\} = \mu_t P_k - \rho \varepsilon, \quad (4.18)$$

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho W \varepsilon - \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho V \varepsilon - \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) \right) \right\} = \rho \mu_t \frac{\varepsilon}{k} C_{1\varepsilon} P_k - \rho \frac{\varepsilon^2}{k} C_{2\varepsilon}, \quad (4.19)$$

onde σ_k , σ_ε , $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$ são constantes empíricas e valem 1, 1.3, 1.44 e 1.92 respectivamente. A produção de k , representada por $\mu_t P_k$, é devida ao gradiente de velocidade do campo médio de velocidade¹⁶ (P_k), que pode ser determinada como:

$$P_k = 2 \left(\left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{W}{z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 \right) + \left(\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{U}{z} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \quad (4.20)$$

¹⁶ Este termo é calculado por meio da subrotina GXGENK.F que se encontra no ANEXO B.

4.2 MODELO DE DUAS CAMADAS

O modelo k- ϵ padrão não permite que as equações sejam integradas na região próxima à parede, utilizando nesta região leis de parede. Para que se possa integrar a partir da parede, se faz necessário a utilização de modelos conhecidos como modelos para baixo Reynolds. Normalmente estes modelos requerem uma grande quantidade de pontos perto da parede por causa dos gradientes de ϵ perto da parede (CHEN, 1995). Para se evitar utilizar malhas muito refinadas e favorecer a convergência, pode-se utilizar um modelo alternativo conhecido como modelo de duas camadas. Este modelo divide o escoamento em duas regiões, uma próxima da parede (região interna) e outra afastada (região externa). Para a região externa é utilizado o modelo k- ϵ padrão e para a região interna é utilizado um modelo de uma equação, resolvendo-se a equação de transporte para k e uma equação algébrica para ϵ . Funções de amortecimento fazem o casamento entre as duas soluções e um parâmetro característico do escoamento faz a mudança entre os dois métodos de solução.

NORRIS e REYNOLDS, (1975) propõem que, para números de Reynolds baixos, a equação de dissipação (ϵ) é proporcional a $\rho \mu k / \ell^2$. Nesta mesma situação, o comprimento de mistura (ℓ) é proporcional à distância da parede sólida. RODI, (1991), a partir das propostas de NORRIS e REYNOLDS, propõe uma equação algébrica para a dissipação como sendo:

$$\epsilon = \frac{C_d k^{3/2} F_{TWO}}{\ell}, \quad (4.21)$$

onde C_d é uma constante e vale 0.1643. F_{TWO} é uma função do número de Reynolds turbulento e é definido como:

$$F_{TWO} = 1 + 5.3 / Re_t, \quad (4.22)$$

sendo que o Reynolds turbulento é definido como:

$$Re_t = \frac{\rho k^{1/2} y_i}{\mu}, \quad (4.23)$$

com y_i sendo a menor distância até a parede mais próxima e ℓ é o comprimento de mistura válido para região próxima a parede e é definido como:

$$\ell = \kappa y_i \quad (4.24)$$

sendo κ a constante de von Kármán e vale 0.41. O número de Reynolds turbulento define o casamento entre as soluções do modelo k- ε padrão e o modelo para a camada interna, de uma equação. No CAPÍTULO 6 mostra-se como determinar o valor do Re_t na transição.

Para esta região interna, como o comprimento de mistura é determinado pela Eq. (4.24), a viscosidade turbulenta é calculada como:

$$\mu_t = \rho C_{mu} k^{1/2} f_\mu \kappa y_i, \quad (4.25)$$

onde C_{mu} é uma constante e vale 0.5478 e aparece naturalmente das definições de viscosidade turbulenta para o k- ε padrão, Eq. (4.13), e da definição de ε para o presente modelo, Eq. (4.21); f_μ é uma função de amortecimento e é determinada a partir do Reynolds turbulento como:

$$f_\mu = 1 - \exp(-0.0198 Re_t). \quad (4.26)$$

As definições de f_μ e F_{TWO} têm o objetivo de fazer com que haja o casamento entre os limites assintóticos quando a solução caminha para a região logarítmica e para a parede. No ANEXO A apresenta-se os limites assintóticos e o procedimento para se obter as funções de amortecimento. Destaca-se que há autores (ZHOU e STATHOPOULOS, 1996 e MOHAMMADI, 1992) que utilizam valores distintos para as constantes das funções de amortecimento.

CAPÍTULO 5

MÉTODO DE SOLUÇÃO

Neste capítulo descreve-se a formulação e o método de solução empregado para se obter a solução numérica do escoamento no canal formado por dois discos em rotação, mostrado na Figura 5.1. Apresentam-se as equações de transporte integradas, os termos fontes integrados no volume de controle e suas linearizações e as condições de contornos utilizadas. Estas informações são essenciais para a implementação do modelo. O escoamento ocorre em regime permanente e considera-se o fluido como sendo um fluido newtoniano com propriedades constantes. O escoamento é turbulento e os efeitos da flutuação de velocidade na velocidade média são obtidos utilizando-se o modelo k- ϵ e o modelo de duas camadas, apresentados no CAPÍTULO 4. O método de solução empregado é o dos volumes finitos, sendo empregado um código numérico comercial (Phoenix versão 2.1 de 1994) para se obter a solução numérica. Este código computacional utiliza um esquema híbrido de discretização para os termos convectivos e o algoritmo de correção SIMPLEST (SPALDING, 1994), acoplando os campos de pressão e velocidade.

5.1 GEOMETRIA ADOTADA

O canal possui como características geométricas as seguintes dimensões: raios de entrada (R_{ent}) e saída (R_{sai}) de 0.046 e 0.28 m, respectivamente; espessura (S) de 0.0076 m, sendo que, por apresentar simetria, apenas metade da espessura do canal foi resolvida numericamente. Desta forma, as dimensões do domínio computacional expressos em função da espessura do canal é de 37 e 6 para o raio externo e interno respectivamente. Além destas relações, destaca-se o fato do raio de externo ser 6.2 vezes o raio interno. A Tabela 5.1 apresenta um quadro comparativo da geometria adotada e suas relações.

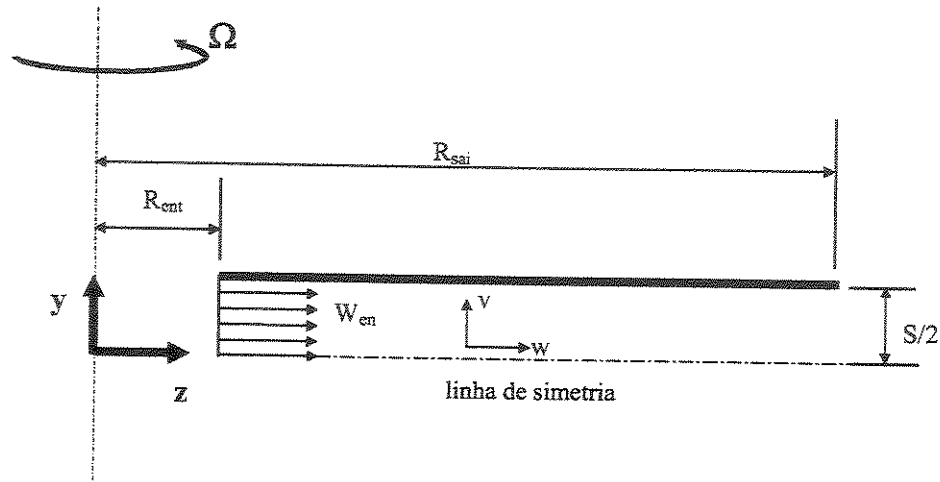


Figura 5.1 - Representação esquemática da geometria e velocidades entre os discos.

Da análise de escalas, determina-se que há quatro parâmetros importantes que regem o escoamento entre os discos, sendo dois dinâmicos e dois geométricos. Os parâmetros dinâmicos são os números de Reynolds de vazão (ReQ) e o rotacional (ReR), definidos pelas Eqs. (5.1) e (5.2), respectivamente. Os dois parâmetros geométricos são a razão de aspecto (R/S) e de raios (R_{ent}/R_{sai}). A Tabela 5.1 apresenta as dimensões características dos discos testados e a Tabela 5.2 apresenta os valores de ReR e ReQ testados. O fluido utilizado tem, como características físicas, densidade de 1000 kg/m^3 e viscosidade cinemática de $1.82 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Os estudos paramétricos ficaram restritos aos parâmetros dinâmicos pois se desejava analisar os efeitos destes parâmetros nas estruturas turbulentas.

Tabela 5.1 – Dimensões características dos discos.

Raio		R_{sai}/R_{ent}	Espessura (S) – [m]	R_{ent}/S	R_{sai}/S
Entrada (R_{ent}) – [m]	Saída (R_{sai}) – [m]				
0.046	0.28	6.2	0.0076	6	37

As simulações foram executadas para uma faixa de vazão variando entre 0.0405 a $0.0810 \text{ m}^3/\text{s}$ com as rotações variando de 1500 a 2500 rpm . Para uma melhor interpretação dos resultados, opta-se por apresentá-los em função dos números adimensionais ReQ e ReR , definidos pelas Eqs. (5.1) e (5.2), respectivamente como:

$$ReQ = \frac{\rho W_{ent} R_{ent}}{\mu},$$

(5.1)

$$\text{Re}R = \frac{\rho \Omega S^2}{\mu}, \quad (5.2)$$

onde Ω é a rotação dos discos, W_{ent} é a velocidade de entrada fixada pela condição de entrada, R_{ent} é o raio de entrada e S é o espaçamento entre os discos. A Tabela 5.2 apresenta um quadro comparativo correlacionando as vazões e rotações simuladas com os números adimensionais.

Tabela 5.2 – Quadro comparativo entre os parâmetros adimensionais e as grandezas dimensionais: (a) vazão; (b) rotação.

Q [l/s]	W_{ent} [m/s]	ReQ	Ω [rpm]	ReR
40.5	18.6	4.7×10^4	1500	500
60.8	27.7	7.0×10^4	2000	670
81.0	36.8	9.3×10^4	2500	830

(a) (b)

5.2 DISCRETIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO

A representação computacional discreta do domínio físico é obtida utilizando-se de um sistema coincidente com o cartesiano, com os efeitos do aumento de área e da rotação introduzidos por meio de porosidade e de termos fontes apropriados, respectivamente (ROSA et al, 1999; ROSA et al., 1998; JAYANTI et al, 1988), seguindo a metodologia de volumes finitos (PATANKAR, 1980). Para representar o domínio físico no computacional, utilizando-se desta metodologia, as equações de conservação devem ser escritas na forma de tensor de fluxo, Eqs. (4.6) à (4.9), (4.16) e (4.17), sendo reproduzida aqui somente a forma genérica por conveniência.

$$\nabla \cdot Jt_i^\phi = S^\phi + P^\phi + S_i^\phi \quad (5.3)$$

onde Jt_i^ϕ é o tensor de fluxo turbulento. Como todas as equações de conservação possuem esta estrutura, o procedimento de integração do lado esquerdo será o mesmo para todas as equações de conservação. Desta forma, integrando-se a Eq. (5.3) sobre o volume de controle mostrado na Figura 5.2.a, obtemos que:

$$\left(J_z^\phi \Big|_H A_H - J_z^\phi \Big|_L A_L \right) + \left(J_y^\phi \Big|_N A_N - J_y^\phi \Big|_S A_S \right) = S^\phi \cdot \forall + P^\phi \cdot \forall + S_i^\phi \cdot \forall, \quad (5.4)$$

onde ϕ é a propriedade transportada em uma das direções coordenadas (z, x, y), $\forall$ é o volume, A_N , A_S , A_H e A_L são as áreas das faces North, South, High e Low¹⁷, respectivamente e J_z^ϕ e J_y^ϕ são as componentes do tensor de fluxo para a propriedade ϕ nas direções z e y respectivamente, sendo escritos como:

$$J_z^\phi = \rho W \phi - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (5.5)$$

$$J_y^\phi = \rho V \phi - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (5.6)$$

As áreas North e South são aquelas que possuem normal na direção z do domínio físico e as High e Low possuem normal na direção r do domínio físico. Tanto o volume quanto as áreas tem que ser calculadas sob o domínio físico (Figura 5.2.a), mas devem ser representadas pelo domínio numérico (Figura 5.2.b). A porosidade, definida para cada área e para o volume, é que faz a transformação do domínio numérico para o físico. Calculando-se as áreas North, South, High e Low do domínio físico e procurando escrevê-las em função do domínio numérico¹⁸, pode-se mostrar que:

$$A_N = A_S = \bar{z} \cdot \Delta x \cdot \Delta z, \quad (5.7)$$

e

¹⁷ Apesar de parecer anglicismo desnecessário, o autor opta por representar as nomenclaturas para as áreas das faces Norte, Sul, Alto e Baixo na forma inglesa North, South, High e Low por ser mais fácil, a posteriori, o entendimento no pacote computacional utilizado, escrito originalmente por ingleses.

¹⁸ As coordenadas do domínio físico possuem uma relação única com as coordenadas do domínio numérico, sendo que a direção radial (r), tangencial (θ) e axial (z) do domínio físico é representada pelas direções z, x e y do numérico, respectivamente.

$$A_L = z_L \Delta x \Delta y, \quad (5.8)$$

$$A_H = z_H \Delta x \Delta y, \quad (5.9)$$

sendo que Δz , Δx e Δy são os espaçamentos nas direções cartesianas do domínio numérico x , y e z respectivamente; z_H , z_L e z_P são os raios nos pontos H, L e P respectivamente, conforme mostra a Figura 5.3; $\bar{z}$ é o raio médio dos volumes de controle e é determinado pela Eq. (5.10) como:

$$\bar{z} = \frac{z_H + z_P}{2}. \quad (5.10)$$

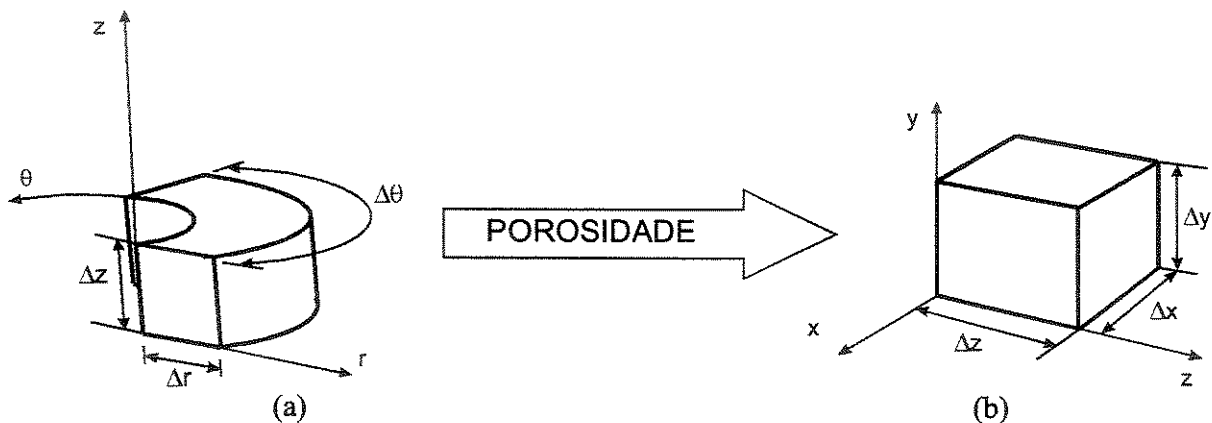


Figura 5.2 – Desenho esquemático do volume de controle adotado: (a) domínio físico; (b) domínio numérico.

Desta forma, as áreas do domínio físico foram escritas em função das áreas do domínio numérico ($\Delta x \Delta z$ e $\Delta x \Delta y$) e de um fator multiplicador. Para as áreas North e South, o fator multiplicador é único e é o raio médio do volume e representa a curvatura do domínio físico. Para as áreas High e Low, há um fator multiplicador para cada área, que são os raios de cada face e representam a divergência de área. Como são todos multiplicadores de área, pode-se associar o domínio físico como sendo igual ao numérico multiplicado por porosidades. A porosidade para a área North ou South é definida como sendo a porosidade da face North (NPOR) e para área High e Low é definida como sendo a porosidade da face High (HPOR). Desta forma, as áreas do domínio físico são determinadas como:

$$A_N = A_S = \text{NPOR} \cdot \Delta x \cdot \Delta z, \quad (5.11)$$

$$A_L \text{ ou } A_H = \text{HPOR} \cdot \Delta x \cdot \Delta y, \quad (5.12)$$

onde NPOR e HPOR são definidas como:

$$\text{NPOR} = \frac{z_H + z_P}{2}, \quad (5.13)$$

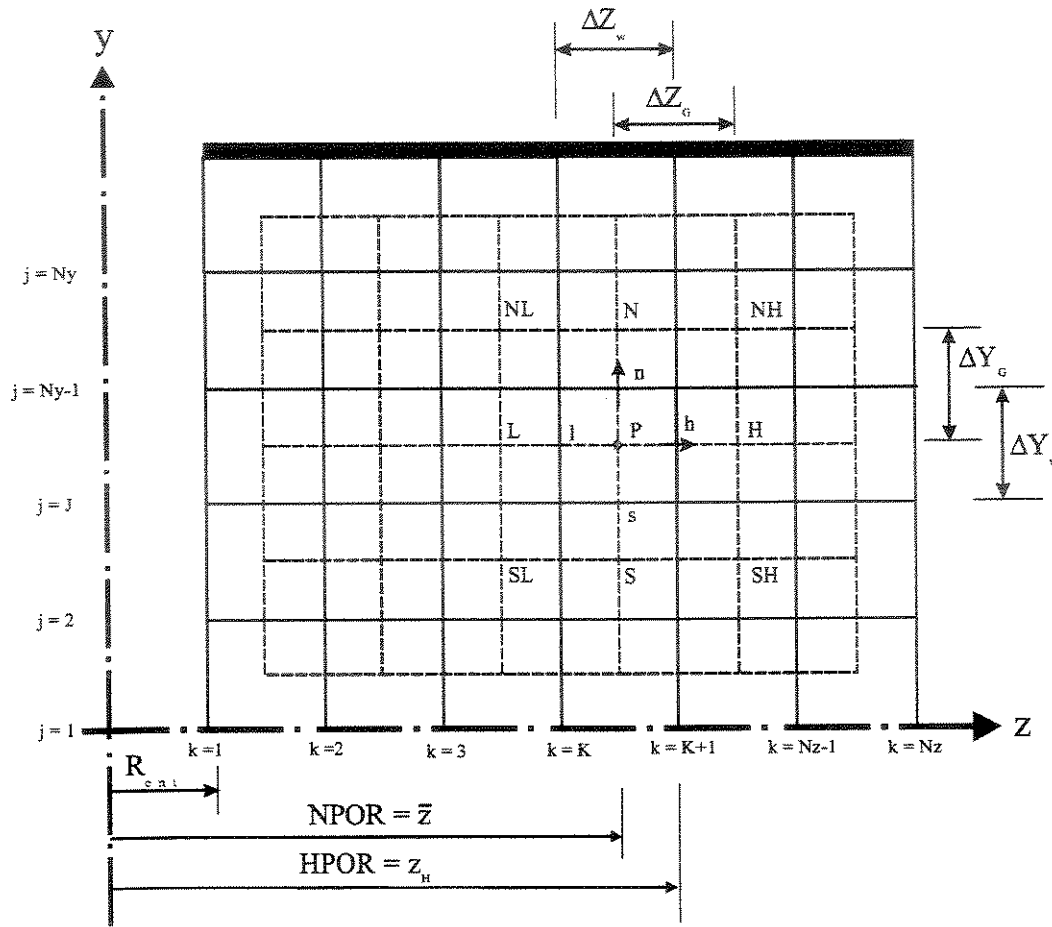
$$\text{HPOR} = z_H. \quad (5.14)$$

Pode-se representar as porosidades da face High e Low por uma única porosidade, apesar de terem significados físicos diferentes, pois a face Low de um volume de controle é a High do volume de controle anterior. Realizando-se o mesmo procedimento para o volume físico, pode-se determinar que o domínio físico se correlaciona com o numérico de forma análoga às áreas. Pelo fato de se utilizar malhas deslocadas não há apenas um volume, mas volumes para cada variável, sendo estes determinados por:

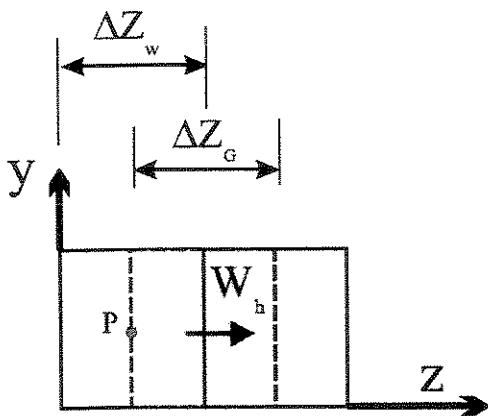
$$\forall_p = \bar{z} \cdot \Delta Y_v \cdot \Delta Z_w, \quad (5.15)$$

$$\forall_w = z_H \cdot \Delta Y_v \cdot \Delta Z_G, \quad (5.16)$$

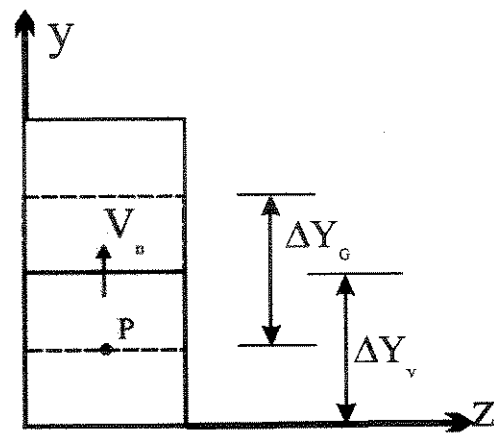
$$\forall_v = \bar{z} \cdot \Delta Y_G \cdot \Delta Z_w. \quad (5.17)$$



(a)



(b)



(c)

Figura 5.3 – Diagrama esquemático dos volumes de controle para: (a) pressão; (b) velocidade radial; (c) velocidade axial.

As Eqs. (5.15), (5.16) e (5.17) representam os volumes para a pressão ou escalar, velocidade radial e axial, respectivamente. Neste caso são grandezas escalares a velocidade tangencial¹⁹, k e ε . A Figura 5.3.a, b e c representam os volumes de pressão ou escalar, velocidade radial e axial, respectivamente.

Para cada equação de transporte há termos fontes específicos que, depois de integrados no volume de controle, apresentam uma forma apropriada. A seguir serão mostrados os termos fontes integrados para cada equação de conservação. Ressalta-se que a malha adotada é deslocada e por este motivo há um volume de controle para cada variável, conforme mostra as Eqs. (5.15), (5.16) e (5.17).

5.2.1 EQUAÇÃO DO MOMENTUM NA DIREÇÃO RADIAL

A equação de conservação do momentum na direção radial é representada pela Eq. (3.7), sendo reproduzida aqui por conveniência:

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho W W - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial W}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho V W - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right) \right\} = \underbrace{-\frac{\partial P}{\partial z}}_{\text{I}} \underbrace{\frac{\mu W}{z^2}}_{\text{II}} + \underbrace{\frac{\rho U^2}{z}}_{\text{III}} + \underbrace{\frac{\overline{\rho u^2}}{z}}_{\text{IV}}. \quad (4.7)$$

Esta equação apresenta quatro termos referentes às fontes: gradiente de pressão (I); um difusivo devido ao tensor de tensão viscoso (II); a aceleração centrífuga (III); e ao tensor de Reynolds (IV). Integrando cada termo em relação ao volume de controle mostrado na Figura 5.2 e usando a nomenclatura da Figura 5.3, obtemos que cada termo fonte é:

$$-\frac{\partial P}{\partial z} \cdot \nabla = (p_p - p_H) \Delta Y_V \cdot \text{NPOR}, \quad (5.18)$$

¹⁹ Apesar de haver equações de conservação nas três direções coordenadas, o problema é considerado como sendo bidimensional por apresentar simetria azimutal. Desta forma, a equação do momentum na direção tangencial é tratada como sendo de um escalar. Portanto, o tamanho do volume de controle na direção x é tido como unitário ($\Delta x=1$), e desta forma não serão mostrados os termos fontes integrados. A velocidade U , por ser um escalar, é armazenada no volume de controle de pressão (ponto P).

$$-\frac{\mu W}{z^2} \cdot \nabla = -\mu W_h \cdot \frac{\Delta Y_v \cdot \Delta Z_G}{HPOR}, \quad (5.19)$$

$$\frac{\rho U^2}{z} \cdot \nabla = \rho \left(\frac{U_p + U_h}{2} \right)^2 \cdot \Delta Y_v \cdot \Delta Z_G, \quad (5.20)$$

$$\frac{\rho \bar{u}^2}{z} \cdot \nabla = 2 \left(\rho \frac{k}{3} - \mu_t \frac{W}{z} \right) \cdot \nabla = 2 \left(\rho \frac{(k_p + k_h)}{6} - \mu_t \frac{W_h}{HPOR} \right) \cdot \Delta Y_v \cdot \Delta Z_G, \quad (5.21)$$

sendo que na Eq. (5.21) foi utilizado a aproximação de Boussinesq para calcular o tensor de Reynolds.

5.2.2 EQUAÇÃO DO MOMENTUM NA DIREÇÃO TANGENCIAL

Na direção tangencial a equação do momentum é representada pela Eq. (3.8), reproduzida aqui por conveniência:

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho WU - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho VU - \mu_{\text{eff}} \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right) \right\} = \underbrace{-\mu \frac{U}{z^2}}_I - \underbrace{\frac{\rho UW}{z}}_{II} - \underbrace{\frac{\rho \bar{u} \bar{w}}{z}}_{III}. \quad (4.8)$$

Esta equação possui três termos referentes às fontes: um do tensor de tensão (I); a aceleração de Coriolis (II); o tensor de Reynolds (III). Integrando cada um destes termos em relação ao volume de controle mostrado na Figura 5.2 e usando a nomenclatura da Figura 5.3, obtemos que:

$$\mu \frac{U}{z^2} \cdot \nabla = \mu U_p \cdot \frac{\Delta Y_v \cdot \Delta Z_w}{NPOR}, \quad (5.22)$$

$$\frac{\rho UW}{z} \cdot \nabla = \rho U_p W_l \frac{HPOR_l}{NPOR} \cdot \Delta Y_v \cdot \Delta Z_w, \quad (5.23)$$

$$\frac{\rho \overline{u'w'}}{z} \cdot \nabla = -\mu_t \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{U}{z} \right) \cdot \nabla = -\mu_t \left(\frac{1}{NPOR} \cdot \left(\frac{U_H - U_P}{\Delta Z_G} \right) - U_P \right) \cdot \frac{\Delta Y_v \cdot \Delta Z_w}{NPOR}, \quad (5.24)$$

sendo que na Eq. (5.24) também é utilizada a aproximação de Boussinesq para se determinar o tensor de Reynolds. A equação da conservação de momentum na direção axial só apresenta o termo fonte referente à pressão e, por ser análogo ao termo apresentado na Eq. (5.18), não será apresentado aqui.

5.2.3 EQUAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

A equação para a energia cinética turbulenta é mostrada na Eq. (4.16) como:

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho W k - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho V k - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) \right) \right\} = \mu_t P_k - \rho \varepsilon, \quad (4.16)$$

sendo reproduzida aqui por conveniência. Esta equação possui dois termos fontes não lineares, a produção e a dissipação de k (lado direito da Eq. (4.16)), que necessitam ser linearizados na equação discretizada. A forma de linearização empregada na forma discretizada da Eq. (4.16) foi:

$$(\mu_t P_k - \rho \varepsilon) \cdot \nabla = NPOR \cdot \Delta Y_v \cdot \Delta Z_w \cdot \frac{\mu_t}{\ell^2} \cdot \frac{C_d}{C_{\mu}} \left(P_k \ell^2 \frac{C_{\mu}}{C_d} - k \right), \quad (5.25)$$

onde μ_t é a viscosidade turbulenta é definida com auxílio do comprimento característico dos turbilhões, e, conforme Eq. (5.26):

$$\mu_t = \rho C_{\mu} \ell^2 \sqrt{k}; \quad (5.26)$$

e por sua vez ℓ é definido em termos de k e de ε como sendo:

$$\ell = C_d \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}. \quad (5.27)$$

Note que, substituindo a Eq. (5.27) na (5.26), recupera-se a definição de μ_t em Eq. (4.13); ΔY_v , ΔZ_w são os definidos na Figura 5.3; C_d e C_{mu} são constantes e valem 0.1643 e 0.5478 respectivamente; P_k é o gradiente de velocidade do campo médio definido pela Eq. (4.18).

5.2.4 EQUAÇÃO DA DISSIPACÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

A equação para a dissipação de energia cinética turbulenta para o sistema proposto é mostrada na Eq. (4.17) e é reproduzida aqui por conveniência como:

$$\frac{1}{z} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(z \left(\rho W \varepsilon - \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(z \left(\rho V \varepsilon - \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) \right) \right\} = \rho \mu_t \frac{\varepsilon}{k} C_{1\varepsilon} P_k - \rho \frac{\varepsilon^2}{k} C_{2\varepsilon}. \quad (4.17)$$

O lado direito da equação apresenta termos fontes não lineares que necessitam ser linearizados, sendo esta apresentada pela Eq. (5.28), mostrada abaixo como:

$$\left(\rho \mu_t \frac{\varepsilon}{k} C_{1\varepsilon} P_k - \rho \frac{\varepsilon^2}{k} C_{2\varepsilon} \right) \cdot \nabla = \text{NPOR} \cdot \Delta Y_v \cdot \Delta Z_w \cdot \frac{\mu_t}{\ell^2} \cdot \frac{C_{2\varepsilon} C_d}{C_{mu}} \left(\frac{C_{1\varepsilon}}{C_{2\varepsilon}} P_k \frac{\mu_t}{\rho} - \varepsilon \right) \quad (5.28)$$

onde $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$ são constantes e valem 1.44 e 1.92 respectivamente.

As formas lineares empregadas podem ser representadas de forma genérica pela expressão:

$$S = \text{Tipo} \cdot \text{Coef} \cdot (\text{Valor} - \phi) \quad (5.29)$$

onde Tipo é um multiplicador geométrico (área, distância, volume), Coef é um coeficiente associado à física do fenômeno e Valor e ϕ representam o valor e a variável em questão. Neste contexto, pode-se afirmar que as linearizações empregadas garantem sempre que Coef seja positivo, em acordo com o critério de estabilidade proposto por PATANKAR (1980).

5.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO

Em uma simulação numérica é muito importante a forma como as condições de contorno são introduzidas na formulação do problema, sendo que a utilização de malha deslocada traz

dificuldades extras. Nesta seção são apresentadas as condições de contorno e as formas utilizadas para implementá-las.

5.3.1 VELOCIDADES NA PAREDE PARA O CASO DE PAREDE LISA

A condição de contorno de não deslizamento é adotada para as velocidades. Para introduzi-las no modelo é necessário adicionar termos fontes apropriados e fazer os coeficientes apropriados da equação discretizada nulos. A Figura 5.4 mostra os volumes de controle nas fronteiras para a velocidade W e U e o volume de controle onde a tensão de cisalhamento na parede é calculada e servirá de referência.

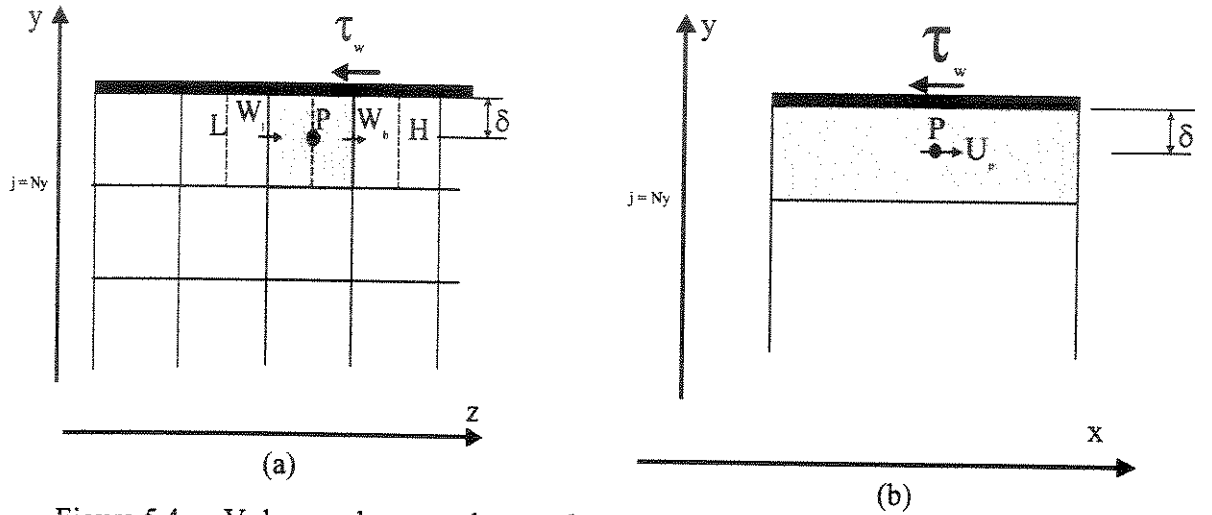


Figura 5.4 – Volumes de controle nas fronteiras do domínio computacional: (a) para a velocidade W e (b) para a velocidade U .

Para se introduzir a condição de não deslizamento na equação de conservação de momentum, calcula-se a força na parede e adiciona-se na equação discretizada, nos volumes de controle juntos à parede, um termo fonte para esta força. A tensão é calculada, para cada direção onde atua (tangencial e radial), como:

$$\tau_{wi} = \rho \cdot f \cdot U_R^w U_i, \quad (5.30)$$

onde o índice $i = z$ ou x representa as direções radial e tangencial respectivamente, f é o fator de atrito, U_R^w é a velocidade resultante na parede e U_i é a componente da velocidade resultante na

direção onde a tensão atua.

O fator de atrito (f) é determinado como sendo o valor máximo entre o fator de atrito laminar (f_l) e o fator de atrito turbulento (f_t), sendo definidos respectivamente pelas Eqs. (5.32) e (5.33). Desta forma:

$$f = \max(f_l, f_t), \quad (5.31)$$

sendo:

$$f_l = \frac{1}{Re}, \quad (5.32)$$

e

$$f_t = \left(\frac{\kappa}{\ln(1.01 + 9 Re \sqrt{f_t})} \right)^2, \quad (5.33)$$

onde κ é a constante de von Kármán e vale 0.41, Re é o número de Reynolds, sendo calculado como:

$$Re = \frac{\rho U_R^w \delta}{\mu} \quad (5.34)$$

sendo que δ é a distância entre o centro do volume de controle na fronteira e a parede mais próxima, mostrada na Figura 5.4; U_R^w é a velocidade resultante na parede e é determinada por:

$$U_R^w = \left(\left(\frac{W_h + W_l}{2} \right)^2 + (U_p - \Omega \bar{z})^2 \right)^{1/2}, \quad (5.35)$$

onde Ω é a velocidade angular dos discos e $\bar{z}$ é a distância do centro do volume de controle em questão até o eixo de rotação dos discos (raio de rotação), conforme mostra a Figura 5.3.a.

As componentes da velocidade resultante na direção radial e tangencial podem ser determinadas respectivamente como:

$$U_z = W_l, \quad (5.36)$$

e

$$U_x = \Omega \bar{z} - U_p. \quad (5.37)$$

Desta forma, os termos fontes das forças são determinados como:

$$S_{cc}^U = \rho f \cdot \left(\left(\frac{W_h + W_l}{2} \right)^2 + (U_p - \Omega \bar{z})^2 \right)^{1/2} \cdot (\Omega \bar{z} - U_p) \Delta Z_w \cdot NPOR \quad (5.38)$$

$$S_{cc}^W = \rho f \cdot \left(\left(\frac{W_h + W_l}{2} \right)^2 + (U_p - \Omega \bar{z})^2 \right)^{1/2} \cdot (0 - W_l) \Delta Z_w \cdot HPOR \quad (5.39)$$

para a direção tangencial e radial, respectivamente.

Para a utilização destas condições de contorno é necessário que a distância entre a parede e o primeiro nó da malha seja tal que se garanta²⁰ $30 < y^+ < 60$, onde:

$$y^+ = \frac{\rho u_t \delta}{\mu}, \quad (5.40)$$

²⁰ Para o caso de escoamentos em placas planas a região de validade da lei log é de $30 < y^+ < 190$. Contudo, medidas experimentais mostram que há uma tendência da diminuição da faixa de validade da lei log em casos especiais. O

e

$$u_t = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (5.41)$$

sendo que τ_w é a tensão na parede.

A implementação das condições de contorno segundo esta metodologia apresenta a vantagem de calcular automaticamente os fatores de atrito na região logarítmica e na sub-camada laminar. Desta forma, esta metodologia pode ser empregada tanto no modelo k-ε padrão quanto no modelo de duas camadas²¹. Quando Reynolds local é baixo ($Re_{local} < 130$), o valor calculado para o fator de atrito laminar é maior que o turbulento. Para Reynolds locais altos ($Re_{local} > 130$), o fator de atrito turbulento é maior, portanto a lei logarítmica é satisfeita. A Figura 5.5 apresenta este comportamento para os fatores de atrito.

5.3.2 VELOCIDADES NA PAREDE PARA O CASO DE PAREDE COMPLETAMENTE RUGOSA

Uma parede completamente rugosa faz com que o padrão do escoamento na região próxima da parede se altere, o que impossibilita a utilização da lei logarítmica. Para este caso, adota-se uma lei de parede modificada, como descrita pela Eq. (5.42) (WILCOX, 1998):

$$\sqrt{f} = \frac{\kappa}{\ln(k_s^+) + 3.5} \quad (5.42)$$

onde κ é a constante de von Kármán e vale 0.41 e k_s^+ é um parâmetro adimensional que depende das características da superfície rugosa e é definida como:

valor adotado neste trabalho baseia-se nos valores obtidos para jatos planos (*wall jets*) mostrados em GERONDIMOS & SO (1997).

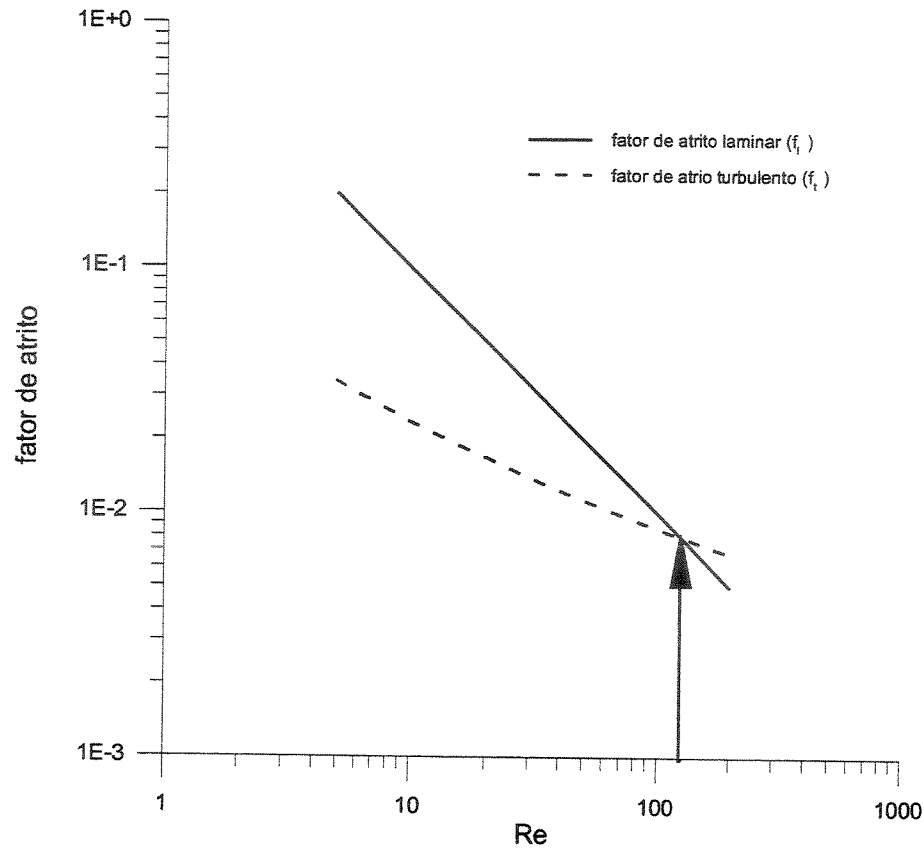


Figura 5.5 – Comparação entre o fator de atrito laminar e turbulento em função do Reynolds local.

$$k_s^+ = \frac{\rho u_t k_s}{\mu} \quad (5.43)$$

sendo k_s a rugosidade da superfície. Segundo WILCOX (1998), a lei representada pela Eq. (5.42) só pode ser aplicada quando $k_s^+ > 50$. Para a implementação das condições de contorno neste caso, basta calcular o fator de atrito pela Eq.(5.42), seguindo a metodologia apresentada na seção anterior.

²¹ Como o modelo de duas camadas pode ser integrado a partir da parede e nesta região a viscosidade laminar é preponderante, a tensão pode ser determinada por esta. Desta forma, pode-se utilizar uma condição de contorno laminar para as velocidades.

Esta implementação fica restrita ao modelo k-ε padrão, uma vez que o modelo de duas camadas não necessita de leis de parede para estimar o coeficiente de atrito e a tensão na parede, determinando-a diretamente a partir do gradiente de velocidade na parede e da viscosidade do fluido.

5.3.3 GRANDEZAS TURBULENTAS NA PAREDE PARA O k-ε PADRÃO

O modelo k-ε padrão só satisfaz os valores de k e ε a partir da região logarítmica (WILCOX, 1998), tipicamente para $y^+ > 30$. Portanto, é necessária a utilização de funções de parede para realizar o casamento entre a parede e a região logarítmica. Desta forma, os valores corretos de k e ε são fornecidos nos volumes de controle adjacentes à parede, desde que a distância de seu centro à parede seja superior a $y^+ > 30$. Nesta simulação os valores de k e ε foram fixados em:

$$k_{cc} = \frac{f \cdot U_R^{w2}}{C_\mu^{1/2}}, \quad (5.44)$$

onde C_μ é uma constante e vale 0.09; U_R^w é a velocidade resultante na parede e é calculada pela Eq. (5.35) e f é o fator de atrito definido pela Eq. (5.31) ou Eq. (5.42) para paredes lisas e rugosas, respectivamente. Para ε o valor fixado é:

$$\varepsilon_{cc} = \frac{k_{cc}^{3/2} C_d}{\kappa \delta}, \quad (5.45)$$

onde C_d é uma constante cujo valor é 0.16343; κ é a constante de von Kármán; δ é a distância entre o centro do volume de controle e a parede.

5.3.4 GRANDEZAS TURBULENTAS PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS

Para o modelo de duas camadas não é necessária condição de contorno para ε, pois na região da parede é utilizada uma equação algébrica. Para k, que é obtido pela integração da equação de transporte, é necessária uma condição apropriada. Neste estudo foi adotado que na

parede o fluxo de k era nulo, $\frac{\partial k}{\partial n} = 0$.

5.3.5 CONDIÇÃO DE CONTORNO NA ENTRADA E NA SAÍDA

Para a entrada do domínio computacional fixa-se o valor da velocidade radial (W_{ent}) de tal forma que a vazão entre os discos fosse a pré-estabelecida. Os valores para k e ε são fixos como:

$$k_{ent} = (I_t W_{ent})^2, \quad (5.46)$$

onde I_t é a intensidade turbulenta e foi adotada como sendo 0.02; e,

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\ell_{ent}}, \quad (5.47)$$

onde C_μ é uma constante, sendo seu valor 0.09; ℓ_{ent} é a escala de comprimento na entrada do canal cujo valor é:

$$\ell_{ent} = \frac{\kappa S}{2}, \quad (5.48)$$

sendo κ a constante de von Kármán e vale 0.41 e S é a espessura do canal. Para a saída do canal, foi adotado que o escoamento é localmente parabólico. A exceção se faz à pressão, cujo valor é fixo, como sendo nulo à saída do canal.

Para a implementação da metodologia aqui proposta no *software* escolhido (Phoenix V2.1 de 1994), é necessário escrever três arquivos distintos. O primeiro arquivo, chamado de q1, é um arquivo de dados do Phoenix e utilizado para definir o sistema de coordenadas, a geometria, o tipo e o tamanho da malha, as propriedades do fluido, o tipo de escoamento e o modelo de turbulência a ser utilizado, as porosidades, as condições de contorno, critérios de convergência e relaxação, entre outros. Como não é utilizado um sistema previsto pelo Phoenix, é necessário alterar o código fonte. Para o que se propõe aqui, as modificações são realizadas por meio de duas sub-rotinas, o GROUND.F e o GXGENK.F. Com a sub-rotina GROUND.F implementa-se os termos fontes das equações de conservação de momentum, representadas pelas Eqs. (5.18) a (5.24). Para o caso de se utilizar o modelo k - ε , se faz necessário implementar as condições de

contorno na parede, introduzindo as leis de parede para superfície lisa e rugosa. Para o modelo de duas camadas, é necessário implementar completamente o modelo, com a introdução dos termos fontes para as grandezas turbulentas (k e ϵ), representados pelas Eqs. (5.25) e (5.28), além das definições do comprimento de mistura, viscosidade turbulenta e ϵ para a região interna. É necessário também estabelecer o critério que define se a região é interna ou não. Opta-se por implementar as modificações do código fonte em um único GROUND.F, uma vez que com o auxílio de um variável de controle é fácil escolher um dos modelos. Também é feito no GROUND.F um mecanismo para a saída dos arquivos de dados, após a obtenção da solução convergida, para posterior análise e elaboração dos gráficos. A sub-rotina GXGENK.F calcula a derivada do campo médio de velocidade para o cálculo da produção de energia cinética turbulenta. No ANEXO B encontra-se a listagem de todos os arquivos necessários.

CAPÍTULO 6

VALIDAÇÃO E GERAÇÃO DA MALHA

Este capítulo mostra o processo para validar o procedimento numérico e para determinar a malha computacional utilizada. A validação do procedimento numérico foi realizada passo a passo, introduzindo-se cada característica específica do problema somente após ter sido obtido um resultado satisfatório para a anterior. Na determinação da malha, procurou-se obter uma solução independente da malha e que respeitasse as características de cada modelo de turbulência adotado.

6.1 VALIDAÇÃO DO PROCEDIMENTO NUMÉRICO

Para a validação do procedimento numérico, primeiro se simulou situações simples em que há soluções analíticas. A primeira comparação foi realizada com a solução puramente inercial ou convectivo (ReQ altos) com os discos parados. Para este caso, pode-se utilizar a equação de Bernoulli e a conservação de massa para obter a distribuição de pressão ao longo dos discos como:

$$\frac{P(z)}{\rho W_{\text{ent}}^2} = \frac{R_{\text{ent}}^2}{2} \left(\frac{1}{R_{\text{sai}}^2} - \frac{1}{z^2} \right) \quad (6.1)$$

onde z é distância radial, R_{ent} e R_{sai} são os raios de entrada e saída dos discos respectivamente, W_{ent} é a velocidade na entrada dos discos e p é a pressão ao longo da posição radial. Nesta solução foi considerado que a pressão na saída dos discos era nula. Para se implementar esta solução no procedimento numérico, basta desativar os termos difusivos, anulando-se o

coeficiente de difusão das equações, e especificar como condição de contorno a velocidade na entrada e a pressão na saída. Por ser um problema puramente inercial, não há a necessidade de se implementar condições de contorno nas paredes. O número de Re_Q foi fixo em 1.0×10^6 . A Figura 6.1 apresenta uma comparação dos resultados obtidos para o caso analítico e numérico, com malhas de 10×10 , 20×20 e 50×50 e 10×70 . A geometria utilizada é a descrita no CAPÍTULO 5, com raio de entrada (R_{ent}) e de saída (R_{sai}) de 0.046 m e 0.280 m, respectivamente, e espaçamento (S) entre os discos de 0.0076 m. Pode-se observar a coerência entre os resultados obtidos numericamente e a solução analítica. Observa-se que conforme se refina a malha, há uma melhor concordância entre as soluções. A solução numérica é mais sensível ao refinamento na direção radial, conforme o esperado.

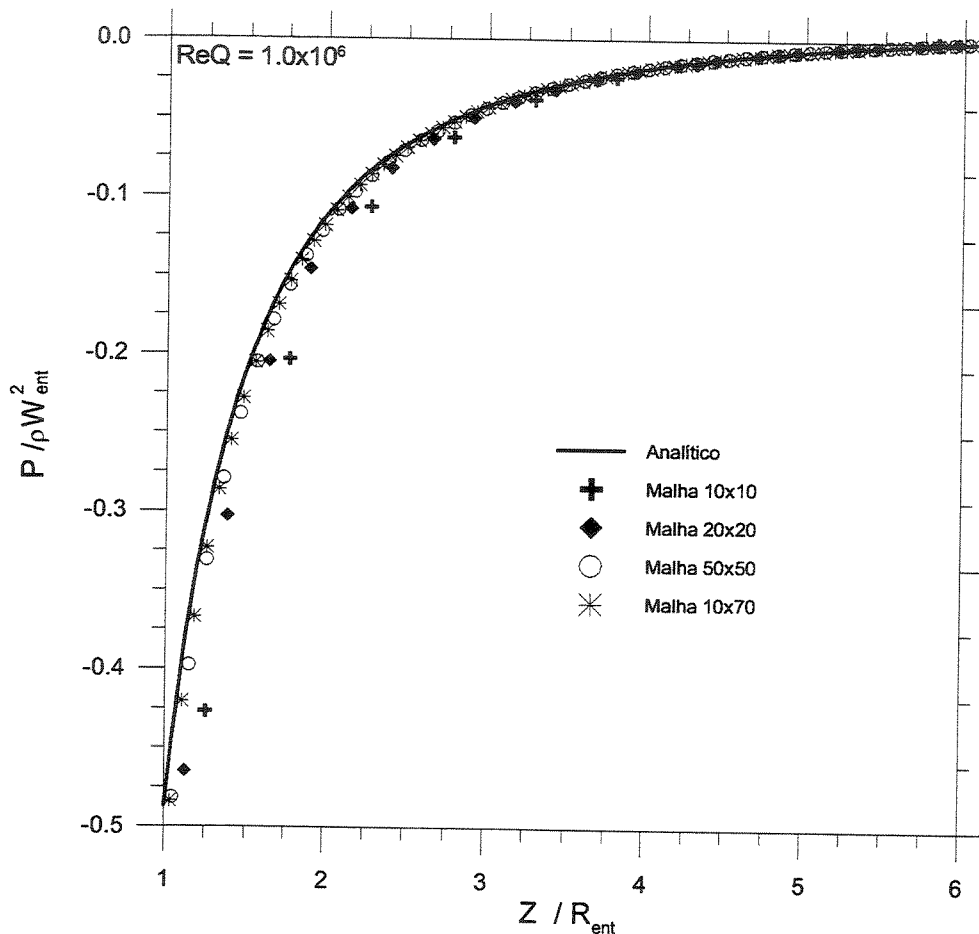


Figura 6.1 – Comparação entre a pressão no interior do canal: solução analítica e a solução numérica.

O segundo passo do processo de validação foi realizado comparando-se as soluções analítica e numérica para o caso puramente difusivo (ReQ baixos). Para esta situação, BIRD et al., (1960) apresentam a solução analítica para a distribuição de pressão ao longo do canal:

$$\frac{P(z)}{\rho W_{ent}^2} = 12 \left(\frac{R_{ent}}{S} \right)^2 \frac{1}{ReQ} \ln \left(\frac{R_{sai}}{z} \right), \quad (6.2)$$

e o perfil de velocidade radial:

$$\frac{W}{W_{ent}} \cdot \frac{z}{R_{ent}} = \frac{\Delta p}{2\mu} \cdot \frac{S^2}{\ln(R_{sai}/R_{ent})} \left[\left(\frac{y}{S} \right)^2 - \left(\frac{y}{S} \right) \right]. \quad (6.3)$$

A solução analítica foi comparada com a numérica, obtida com malhas de 10x10, 20x20 e 40x40, sendo a geometria idêntica ao do caso anterior. O número de ReQ foi fixado em 10. Para se obter a solução numérica, fez-se com que os termos convectivos fossem desabilitados do sistema de equações. Além das condições de contorno impostas para o caso anterior, fixou-se a velocidade radial nas paredes como sendo nulas. A Figura 6.2 apresenta a comparação entre a distribuição de pressão analítica e numérica, ao longo do canal. Pode-se observar que, conforme refina-se a malha, a distribuição de pressão numérica se aproxima da analítica. A Figura 6.3 apresenta a distribuição de velocidade radial em $z/R_{ent} = 3.5$, para este mesmo caso. Observa-se uma excelente concordância entre a solução analítica e a solução numérica.

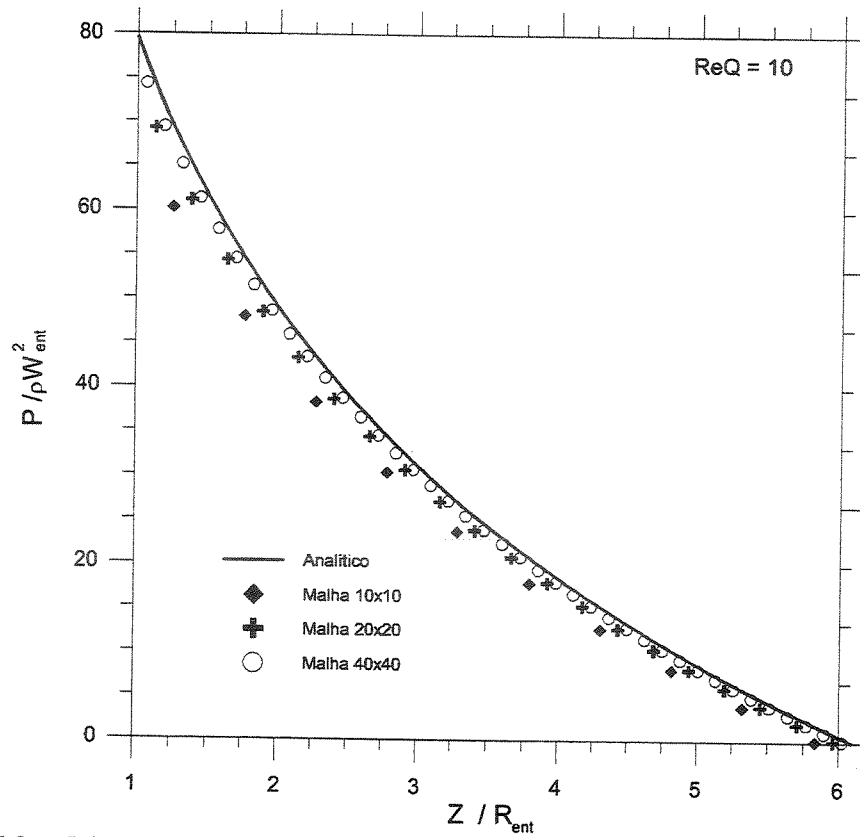


Figura 6.2 – Distribuição de pressão analítica e numérica ao longo do canal para o caso puramente difusivo.

Após ser verificada a implementação dos casos puramente difusivo e puramente convectivo, resolveu-se o escoamento no canal formado pelos discos estacionários na forma elíptica. Como se utiliza um pacote comercial para a implementação da metodologia aqui proposta, realizou-se comparações com uma das formas recomendadas pelo pacote para este tipo de geometria. Aqui se faz necessária uma ressalva importante para justificar a proposta apresentada e a não utilização da metodologia recomendada pelo pacote.

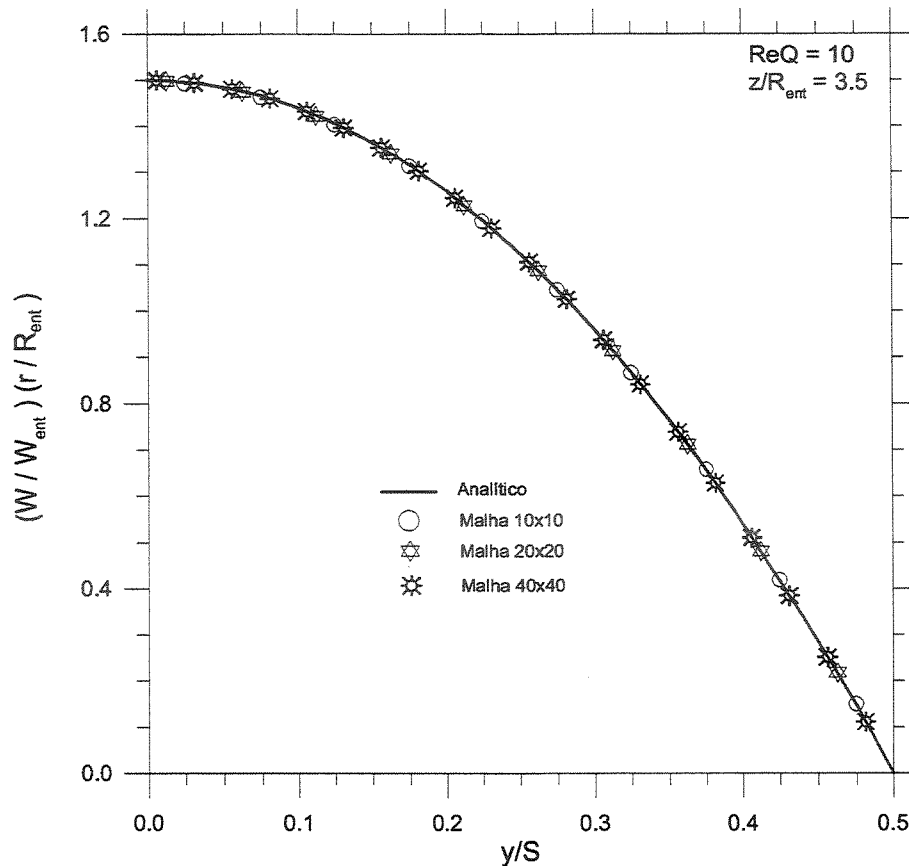


Figura 6.3 – Perfil de velocidade analítico e numérico para o caso puramente difusivo.

No CAPÍTULO 5 foi citado que a metodologia proposta apresenta algumas vantagens tais como: a de ser bem conhecidas soluções para os sistemas cartesianos, facilidade de se obter domínio transformado, a manutenção do realismo físico entre outras. Além destas, há outras referentes ao pacote escolhido (Phoenics). Este pacote foi construído para solucionar as equações de transporte e permite se trabalhar com três sistemas de coordenadas²² diferentes: cartesiano, cilíndrico e ajustado ao corpo²³ (BFC²⁴). Para o primeiro e o terceiro fica a critério do usuário definir a forma como serão implementadas as direções coordenadas. Para o segundo, por ser necessário adicionar termos fontes apropriados, são fixas as direções coordenadas. Tomando-se

²² Toda a vez em que o autor se refere ao sistema de coordenada cartesiano, polar e BFC está se referindo a forma com que estes sistemas são implementados no pacote.

²³ Deste ponto em diante iremos nos referir a este sistema pela sua sigla do inglês BFC (*Body Fitted Coordinate*).

²⁴ Maiores informações sobre este sistema de coordenadas pode ser obtido em FLETCHER (1988).

como referência as direções cartesianas usuais (x,y,z) como sendo as direções coordenadas no pacote, a direção radial, tangencial e axial do sistema cilíndrico tem que ser representado pelas direções y, x e z, respectivamente. O pacote possui um sistema de varredura próprio para resolver o sistema de equações resultante, resolvendo primeiro o plano x-y e marchando na direção de z. Desta forma, é sempre interessante adotar como direção z a direção principal do escoamento e, não se respeitar esta característica pode acarretar na impossibilidade de obter uma solução convergida.

Para o sistema cartesiano e BFC isso é fácil, uma vez que o usuário pode definir a direção principal do escoamento como melhor lhe convir. Para o sistema cilíndrico nem sempre é possível, porque as direções coordenadas são fixas sendo que a direção axial deste sistema coincidente com a direção z. Se o sistema físico a ser simulado possuir como direção principal do escoamento a direção axial (típico de tubos), não há problemas com o sistema de varredura. Contudo, no caso proposto a direção principal do escoamento é a direção radial e devido ao sistema de varredura, que resolve primeiro o plano x-y (tangencial e radial) e marchando em z (axial), a influência da parede é difundida com dificuldade para o escoamento médio. Esta característica dificulta ou mesmo impossibilita obter soluções convergidas no caso proposto, principalmente porque é grande a influência das paredes no escoamento principal.

A utilização da metodologia proposta, que possibilita a utilização de um sistema cartesiano com todas as flexibilidades de implementação no pacote deste sistema, permite que o sistema de varredura seja o recomendado. Fato semelhante poderia ser, e em algumas soluções o é, obtido com a utilização do sistema BFC. Contudo, optou-se por não utilizá-lo como padrão devido às dificuldades de se acoplar às equações do movimento na direção tangencial e radial e de se introduzir os termos fontes associados à rotação. Outro fator é a perda de realismo físico e a dificuldade de se implementar o termo de produção em escoamentos turbulentos. Durante todo o processo de validação comparou-se, quando foi possível se obter uma solução convergida, a solução obtida pelo sistema proposto com uma obtida pelo sistema recomendado que era tomada como referência.

Para os discos estacionários, os resultados da metodologia proposta foram comparados com os obtidos com o sistema BFC, que serviu de referência. As malhas testadas foram de 10x10 e 40x40, na mesma geometria do caso estudado (mostrada no CAPÍTULO 5) e com o escoamento

sendo considerado laminar. Nos gráficos, utilizou-se uma linha para designar o sistema BFC (REFERÊNCIA) e símbolo para o proposto. A Figura 6.4 apresenta a distribuição de pressão ao longo do canal, obtida pelos dois sistemas. Pode-se observar uma excelente concordância entre as duas metodologias de solução, com valores muito próximos nas duas malhas testadas. A Figura 6.5 apresenta uma comparação do perfil de velocidade na metade do canal e também apresenta uma excelente concordância entre as metodologias nas duas malhas testadas.

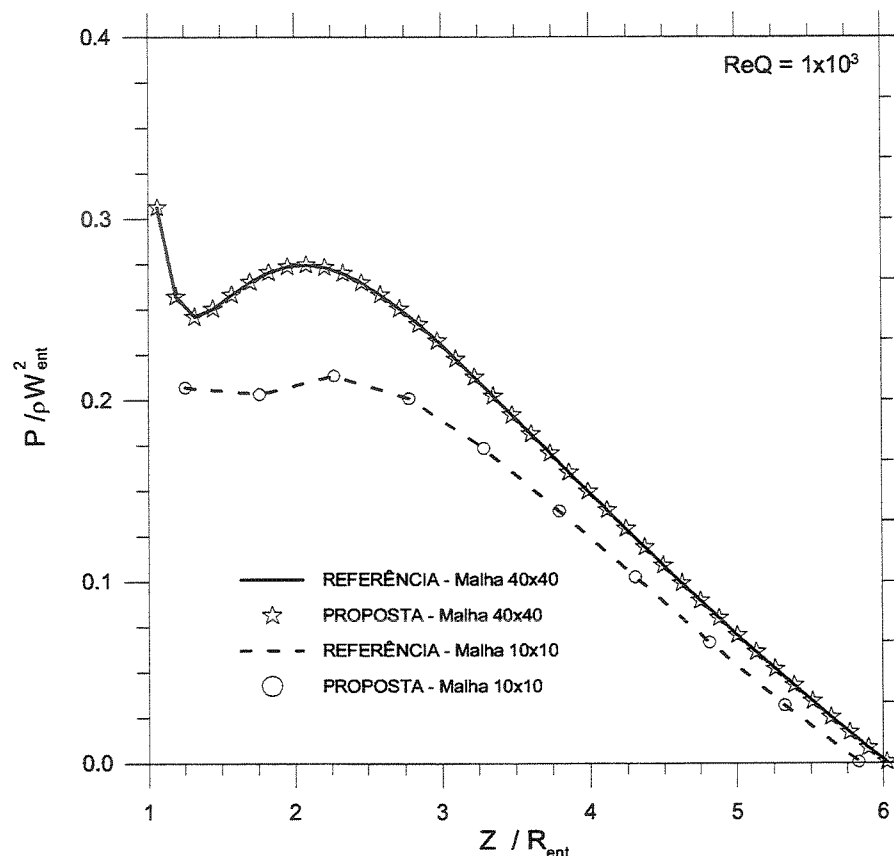


Figura 6.4 – Comparação entre as distribuições de pressão ao longo dos discos obtidas pela metodologia proposta e a de referência para o caso dos discos parados e em regime laminar.

Uma vez que a metodologia proposta reproduz com perfeição o escoamento laminar, testá-la para o escoamento turbulento torna-se o passo seguinte. Para este caso, utiliza-se a mesma geometria e a solução obtida no sistema BFC, adotada como referência, sendo testadas malhas 10x10 e 40x40. Utilizou-se, neste processo, o modelo k- ϵ para modelar os efeitos de flutuação de velocidade. A Figura 6.6.(a) e (b) apresentam a comparação entre a distribuição de pressão ao longo dos discos e o perfil de velocidade média na metade do canal, respectivamente. A

Figura 6.7.(a) e (b) apresenta uma comparação para as grandezas turbulentas, energia cinética turbulenta (k) e dissipação de energia cinética turbulenta (ϵ) respectivamente. Pode-se observar que, para todas as situações, há uma excelente concordância entre os valores obtidos pelo método de referência e o proposto, validando a metodologia e a implementação. Neste ponto uma observação se faz necessária. As soluções apresentadas não representam necessariamente a solução do sistema, uma vez que em nenhum caso houve a preocupação de se verificar se a malha adotada respeita os limites impostos pelo método k - ϵ para o valor y^+ na região da parede.

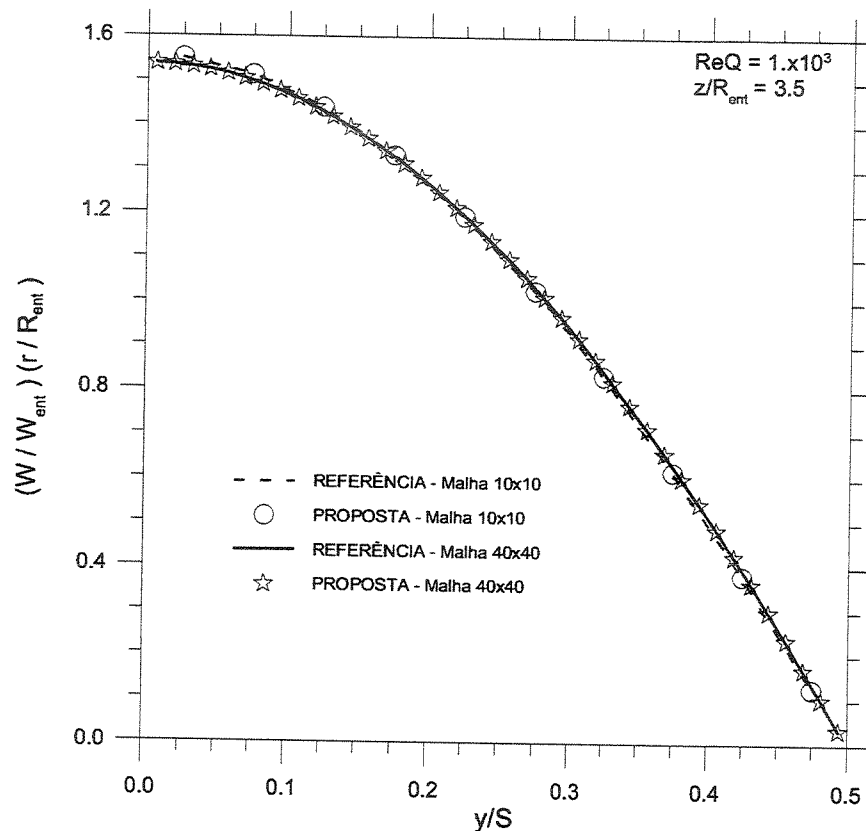


Figura 6.5 - Comparação entre os perfis de velocidade obtidos pela metodologia proposta e a de referência para o caso dos discos parados e em regime laminar.

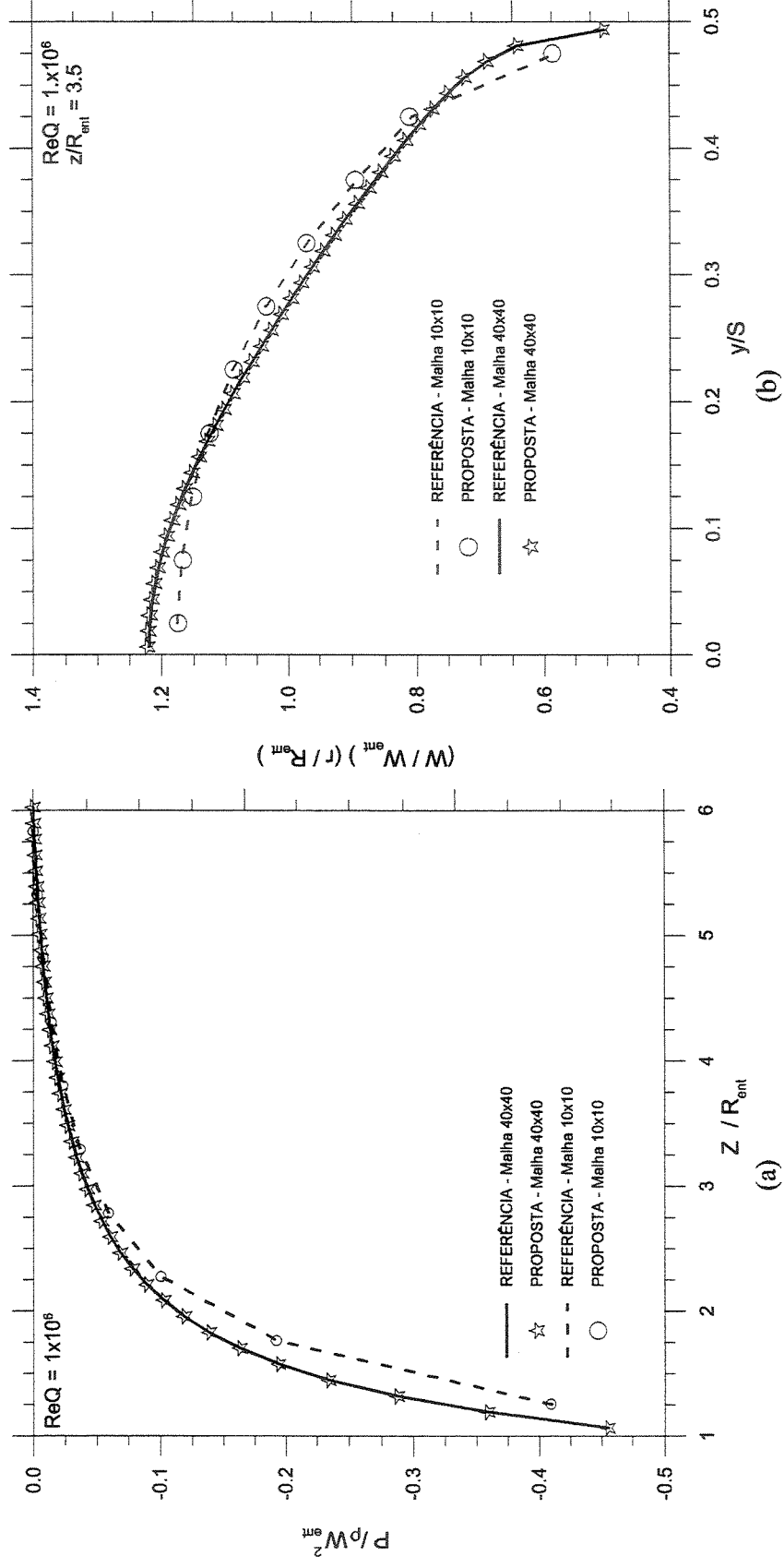


Figura 6.6 – Comparação entre as soluções obtidas pela metodologia proposta e a de referência para o caso dos discos parados e em regime turbulento: (a) distribuição de pressão; (b) perfil de velocidade.

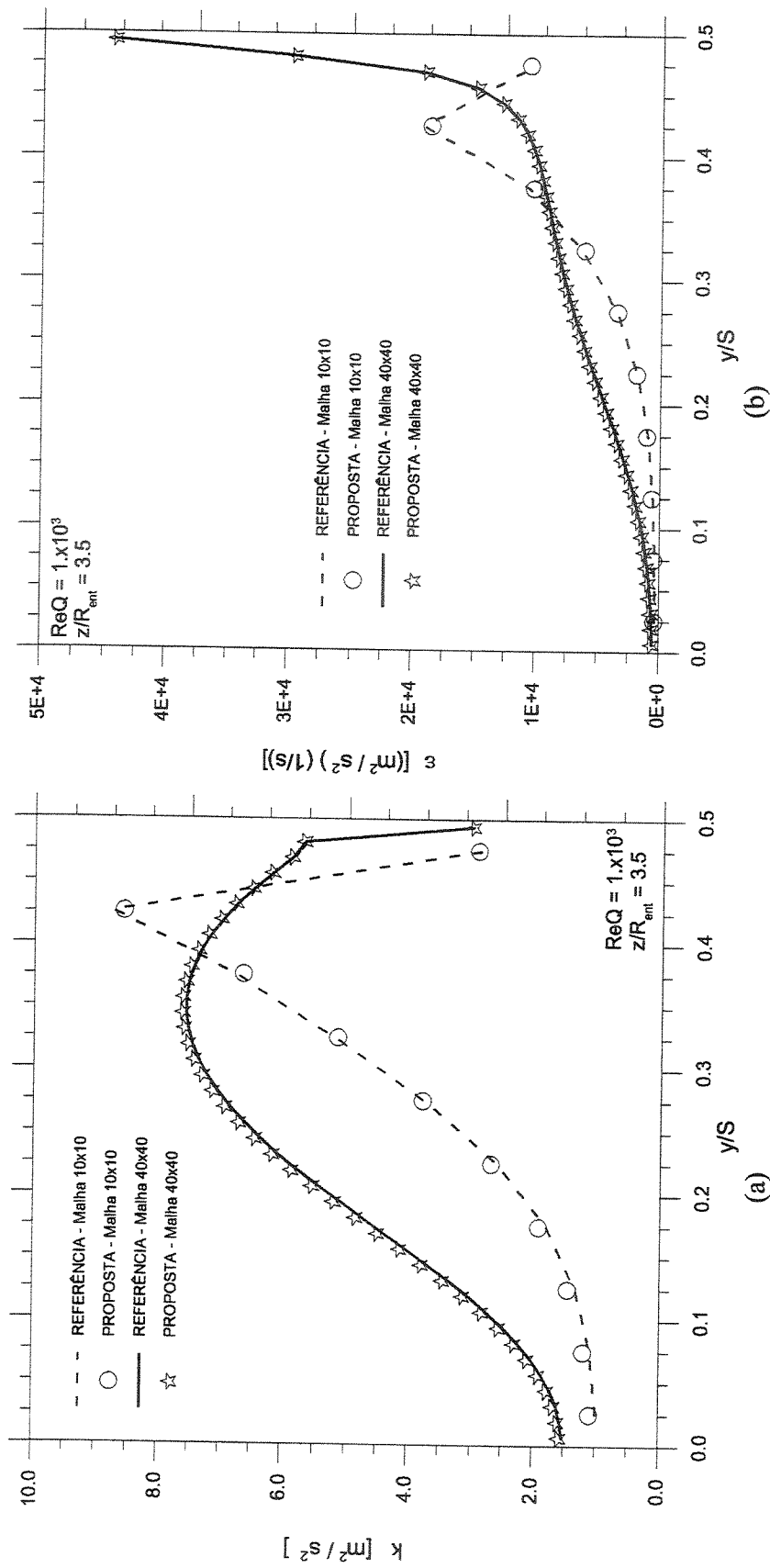


Figura 6.7 - Comparação entre as soluções obtidas pela metodologia proposta e a de referência para o caso dos discos parados e em regime turbulento: (a) energia cinética turbulenta (k); (b) dissipação de energia cinética turbulenta (ε).

Após verificar-se a implementação quando os discos estão parados, tanto em regime laminar quanto em turbulento, implementou-se a equação do momentum na direção tangencial e os termos fontes associados. Não se podia mais utilizar o sistema BFC para realizar as validações, uma vez que seria necessário implementar os termos fontes que se desejava validar. Desta forma, optou-se pela utilização do sistema de coordenada cilíndrica, mesmo correndo-se o risco de não se conseguir obter soluções convergidas. A geometria adotada era a mesma dos casos anteriores e a malha utilizada foi de 10x10. Não foi possível testar o procedimento em malhas mais refinadas, pois não se consegue obter soluções convergidas para o sistema cilíndrico. A Figura 6.8 apresenta a distribuição de pressão ao longo do canal e a Figura 6.9.(a) e (b) apresentam os perfis de velocidade radial e tangencial, respectivamente, para esta situação. Pode-se constatar um excelente casamento entre os dois procedimentos de solução, validando o procedimento proposto.

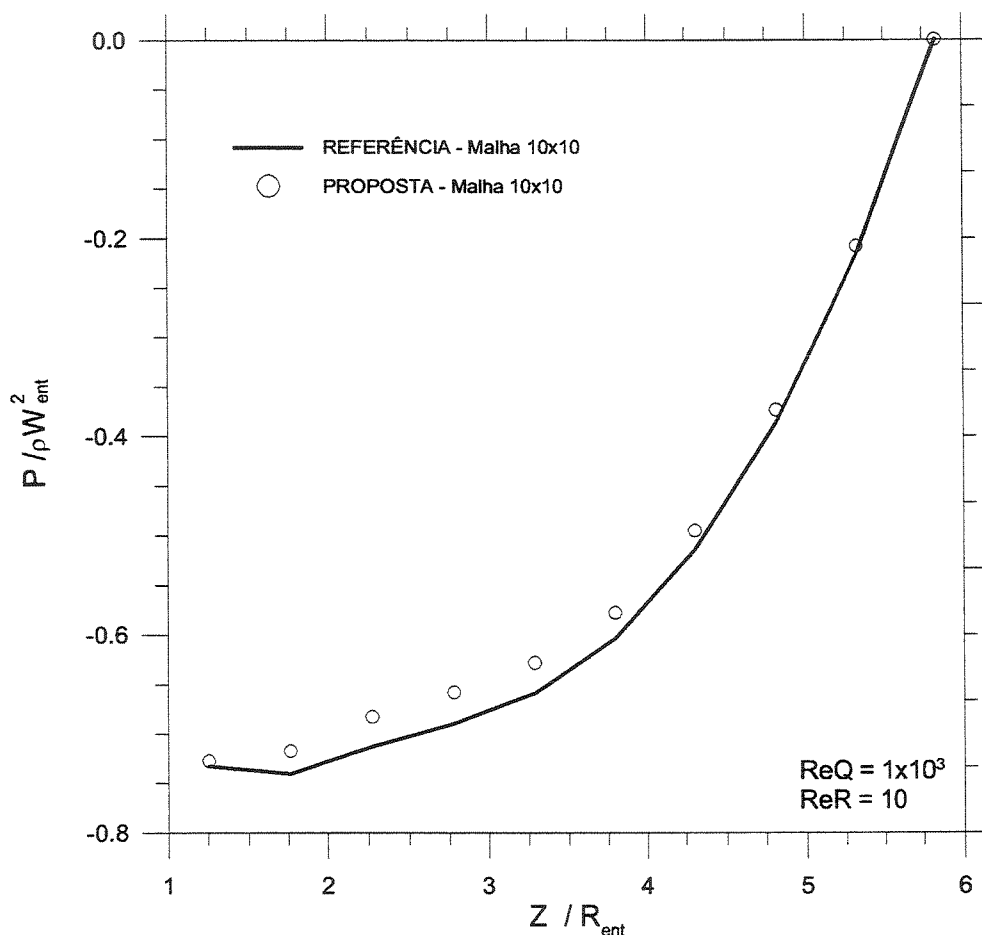


Figura 6.8 – Comparação da distribuição de pressão ao longo do canal com os discos em rotação em regime laminar obtido com o sistema polar e o proposto.

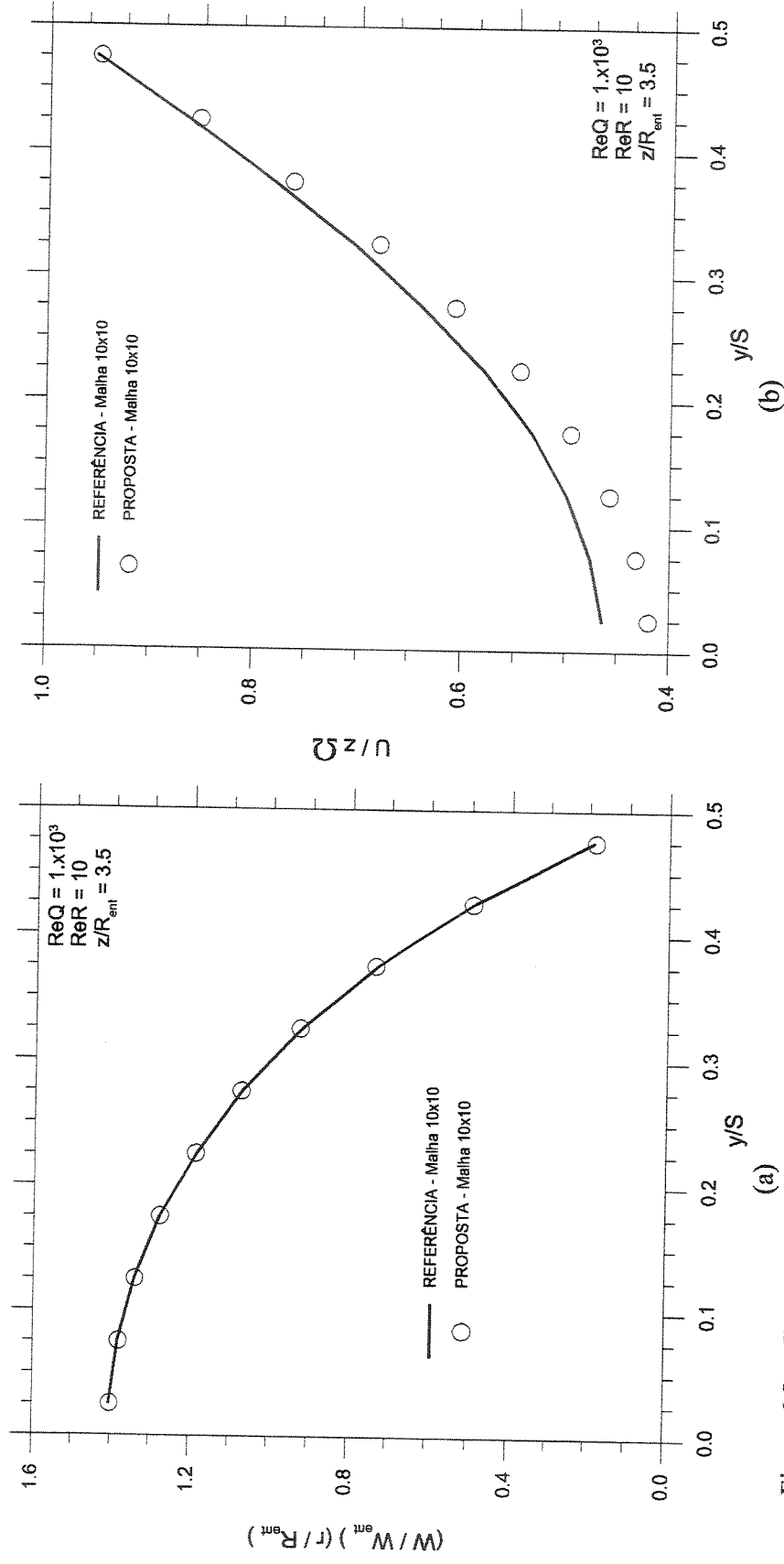


Figura 6.9 – Comparação entre os perfis de velocidade obtidos com o sistema polar e o proposto com os discos em rotação em regime laminar: (a) velocidade radial; (b) velocidade tangencial.

Após estes testes, deu-se por encerrado o processo de validação do procedimento proposto, partindo-se para a obtenção da solução do escoamento entre os dois discos em rotação, utilizando-se o modelo k- ϵ padrão e o modelo de duas camadas. Para obter estas soluções, foi necessário determinar-se uma malha que respeitasse as restrições físicas dos modelos e na qual a solução fosse independente da malha. Nas seções 6.3 e 6.4 descreve-se o procedimento adotado para a determinação da malha para o modelo k- ϵ e de duas camadas, respectivamente.

6.2 VALIDAÇÃO PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS

Para o modelo k- ϵ foram utilizadas as rotinas para a determinação das grandezas turbulentas (viscosidade e termos fontes) do próprio pacote. A única exceção foi a rotina onde se calcula as derivadas do campo de velocidade média para a determinação da produção de turbulência. O mesmo não pode ser feito para o modelo de duas camadas. Neste caso, foi necessário se implementar sub-rotinas próprias para a determinação das grandezas turbulentas, apesar do pacote possuir suas próprias sub-rotinas para este modelo. Isto foi necessário devido às características geométricas do sistema estudado. Desta forma, antes de se aplicar as rotinas à geometria a ser estudada, teve-se que validar as sub-rotinas implementadas. Para tanto, simulou-se o escoamento sobre uma placa plana semi-infinita, verificando-se os limites assintóticos e comparando-se a solução obtida por meio das sub-rotinas implementadas com aquela obtida pelo pacote.

A Figura 6.10 apresenta um desenho esquemático da geometria simulada. As dimensões do canal simulado foram: comprimento do canal (L) de 0.234 m e espaçamento entre as placas (S) de 0.0076 m. A geometria adotada é a mesma do canal formado pelos discos e como também há simetria, somente metade (0.0038 m) do canal foi resolvido. Para se evitar a utilização de malhas com números elevados de volumes de controle, o canal foi dividido ao longo de sua espessura em duas regiões. Desta forma pode-se concentrar um grande número de volumes de controle somente na região próxima a parede, onde há elevados gradientes. A primeira tem 0.00355 m e se estende a partir do centro do canal e outra possui 0.00025 m e se inicia ao final da primeira e vai até a parede. A velocidade de entrada foi adotada como sendo de 42 m/s com perfil uniforme, com o número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico de 3.5×10^4 . Para facilitar a recuperação da malha utilizada em cada direção e região, adotou-se um sistema mnemônico. Como a direção

principal do escoamento é a radial, o primeiro índice se refere a esta direção, os índices seguintes se referem às regiões da direção axial e há tantos quantos forem às regiões utilizadas. A primeira região sempre começa na linha de simetria do canal. Desta forma, a malha $N_z \times N_{y_1} \times N_{y_2}$ representa uma malha que possui N_z volumes na direção radial, N_{y_1} na primeira região da axial e N_{y_2} na segunda região.

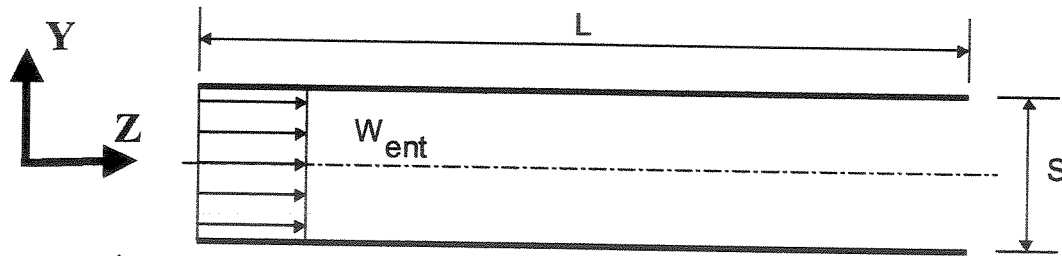


Figura 6.10 – Desenho esquemático da canal formado por duas placas planas.

Dois fatores são importantes quando se resolve o modelo de duas camadas. O primeiro é a determinação do valor do número de Reynolds turbulento (Re_t), que determina a transição entre a região interna e externa. No caso do escoamento entre placas planas este parâmetro é bem estabelecido e vale 350, sendo verificado por meio de procedimentos experimentais e numéricos. Este limite pode ser determinado a partir da região de validade da lei log como sendo:

$$Re_t = C_\mu^{-1/4} y^+, \quad (6.4)$$

uma vez que a transição entre a região interna e externa ocorre na região logarítmica. Usualmente estabelece-se que a região logarítmica se estende entre $30 < y^+ < 190$, mas pode sofrer variação pela mudança nas estruturas turbulentas. Contudo, o modelo de duas camadas precisa necessariamente reproduzir os limites assintóticos para k , ε e μ_t mostrados no ANEXO A. Desta forma, estes limites podem ser utilizados para se determinar o valor de Re_t para a transição entre a região interna e externa. Na seção 6.5 se mostrará em maiores detalhes este procedimento. O segundo fator é que a região interna apresenta fortes gradientes e é necessário concentrar ponto nesta região para evitar problemas de convergência. Entretanto, não se pode refinar em demasia esta região para se evitar que os espaçamentos sejam muito próximos do zero numérico, causando instabilidade numérica.

Para se realizar comparações visando validar as sub-rotinas implementadas, testes de malhas foram realizados para se determinar uma solução independente de malha. Estes testes foram realizados utilizando-se somente as sub-rotinas do pacote, sendo avaliada a capacidade da malha de reproduzir a lei logarítmica e os desvios das grandezas turbulentas adimensionais (k^+ , ε^+ e μ^+). As adimensionalizações adotadas para estas grandezas são descritas pelas Eqs. (6.5), (6.6) e (6.7) como:

$$k^+ = \frac{k}{u_t^2}, \quad (6.5)$$

$$\varepsilon^+ = \frac{\varepsilon \mu}{\rho u_t^4} \quad (6.6)$$

e

$$\mu^+ = \frac{\mu_t}{\mu}. \quad (6.7)$$

A Tabela 6.1 apresenta um quadro comparativo dos valores obtidos para as grandezas turbulentas em função das malhas. Pode-se observar que há uma variação na determinação dos limites assintóticos para k^+ . Na região de validade da lei logarítmica os valores de k^+ deveriam ser constantes, mas na solução obtida houve uma variação de 42,4% no casamento da lei logarítmica com a região externa. Entretanto, quando se refina a malha não houve alteração nos valores de k^+ no limite com a camada externa. Fato semelhante ocorre com as outras grandezas analisadas, com variações no limite com a camada externa de 54,6 e 23,4% para ε^+ e μ^+ , respectivamente. Com base nesta análise, fixou-se a malha de 30x30x50 para validar as sub-rotinas implementadas.

Com a malha determinada, comparou-se a solução obtida com as sub-rotinas implementadas e as do pacote. As comparações foram feitas em todas as grandezas importantes, velocidade principal (W) e pressão (p) média, energia cinética turbulenta (k) e a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ε), viscosidade turbulenta (μ_t) e reprodutibilidade da lei

logarítmica. A Figura 6.11, Figura 6.12.(a) e (b), Figura 6.13.(a) e (b) e a Figura 6.14 apresentam a comparação entre o gradiente de pressão, o perfil de velocidade em função das variáveis externas e internas, a energia cinética e a dissipação de energia cinética turbulenta e a viscosidade turbulenta, respectivamente, obtidas com a malha de 30x30x50 com as sub-rotinas do pacote e a implementadas. Pode-se observar em todas as figuras uma excelente concordância entre os resultados obtidos. Na subcamada laminar, a lei logarítmica e o perfil da velocidade próximo à parede apresentam uma excelente concordância com o apresentado por SPALDING, (1961). Para $y^+ > 120$ há uma tendência de queda da velocidade. Este comportamento pode ser atribuído ao fato do escoamento não ter se desenvolvido completamente, devido às razões de aspecto utilizadas. Estes resultados qualificam as sub-rotinas implementadas e deu-se por encerrado o processo de validação para o modelo de duas camadas.

Tabela 6.1 – Quadro comparativo entre as grandezas turbulentas (k^+ , ε^+ e μ^+) para diversas malhas obtidas pelo modelo de duas camadas.

Assintótico		$30 < y^+ < 190$	$k^+ = 3.3$	$\varepsilon^+ = 1/\kappa y^+$ $8.1 \times 10^{-2} < \varepsilon^+ < 1.3 \times 10^{-2}$	$\mu^+ = \kappa y^+$ $12.3 < \mu^+ < 77.9$
Malha	10x10x10	$35 < y^+ < 157$	$3.4 < k^+ < 2.1$	$8.4 \times 10^{-2} < \varepsilon^+ < 8.0 \times 10^{-3}$	$9.5 < \mu^+ < 44.9$
	10x30x30	$30 < y^+ < 189$	$3.1 < k^+ < 1.9$	$8.4 \times 10^{-2} < \varepsilon^+ < 5.7 \times 10^{-3}$	$12.3 < \mu^+ < 58.2$
	10x30x50	$30 < y^+ < 191$	$3.1 < k^+ < 1.9$	$8.4 \times 10^{-2} < \varepsilon^+ < 5.6 \times 10^{-3}$	$12.3 < \mu^+ < 58.3$
	30x30x50	$30 < y^+ < 191$	$3.1 < k^+ < 1.9$	$8.4 \times 10^{-2} < \varepsilon^+ < 5.9 \times 10^{-3}$	$12.3 < \mu^+ < 59.7$

6.3 GERAÇÃO DA MALHA PARA O MODELO k-ε

Para se respeitar à imposição dos limites para os valores de y^+ no modelo k-ε, a espessura computacional do canal foi dividida em duas regiões. A primeira tem 0.028 m e compreende desde o centro do canal (linha de simetria) até a face do penúltimo volume de controle. A segunda tem 0.001 m é o tamanho na direção y do último volume de controle e faz com que y^+ esteja dentro dos limites estipulados ($30 < y^+ < 60$).

Para se estabelecer as dimensões da malha, procurou-se determinar qual era o refinamento necessário para que a solução fosse independente da malha. Para tanto, analisaram-se dois parâmetros do escoamento, pressão e fator de atrito na metade do canal, comparando-os com um valor de referência. Este valor foi adotado como sendo a solução obtida para uma malha com 10 volumes na direção radial ($N_z=10$) e axial ($N_y=10$). O teste de malha foi realizado com apenas

uma combinação dos parâmetros dinâmicos, sendo estes $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ e $Re_R = 500$. A Tabela 6.2 apresenta um quadro comparativo da pressão gerada e do fator de atrito e suas variações percentuais para as diversas malhas testadas. Pode-se observar que, com o refinamento da malha em qualquer direção, não há uma variação significativa do fator de atrito, com valores abaixo de 0.1%. A variação de pressão é mais sensível ao refinamento da malha na direção radial, apresentando variações inferiores a 1% quando se aumenta de 50 para 60 volumes de controle nesta direção, independente do número de volumes de controle na direção axial. Com base nestes dados, fixou-se a malha para o modelo k- ϵ como tendo 50 e 20 volumes na direção radial e axial, respectivamente. Devido ao fato da direção axial ser dividida em duas regiões e para garantir a restrição da lei logarítmica, dos 20 volumes nesta direção há apenas 1 volume na região próxima a parede e 19 na região mais afastada. Em todos os testes esta característica foi respeitada.

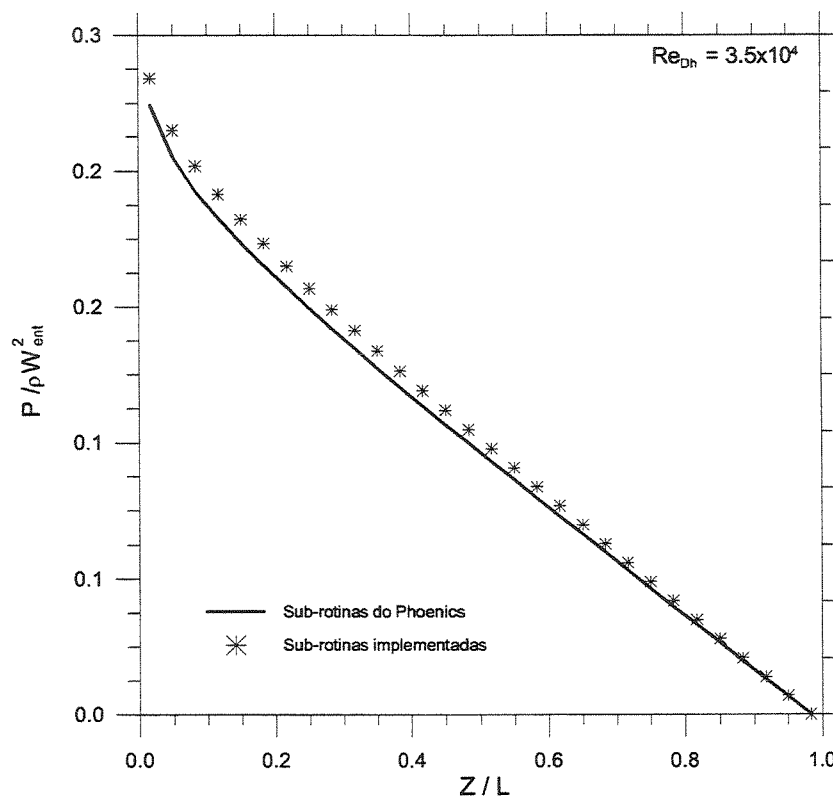


Figura 6.11 – Comportamento da pressão ao longo do canal formado por duas placas planas.

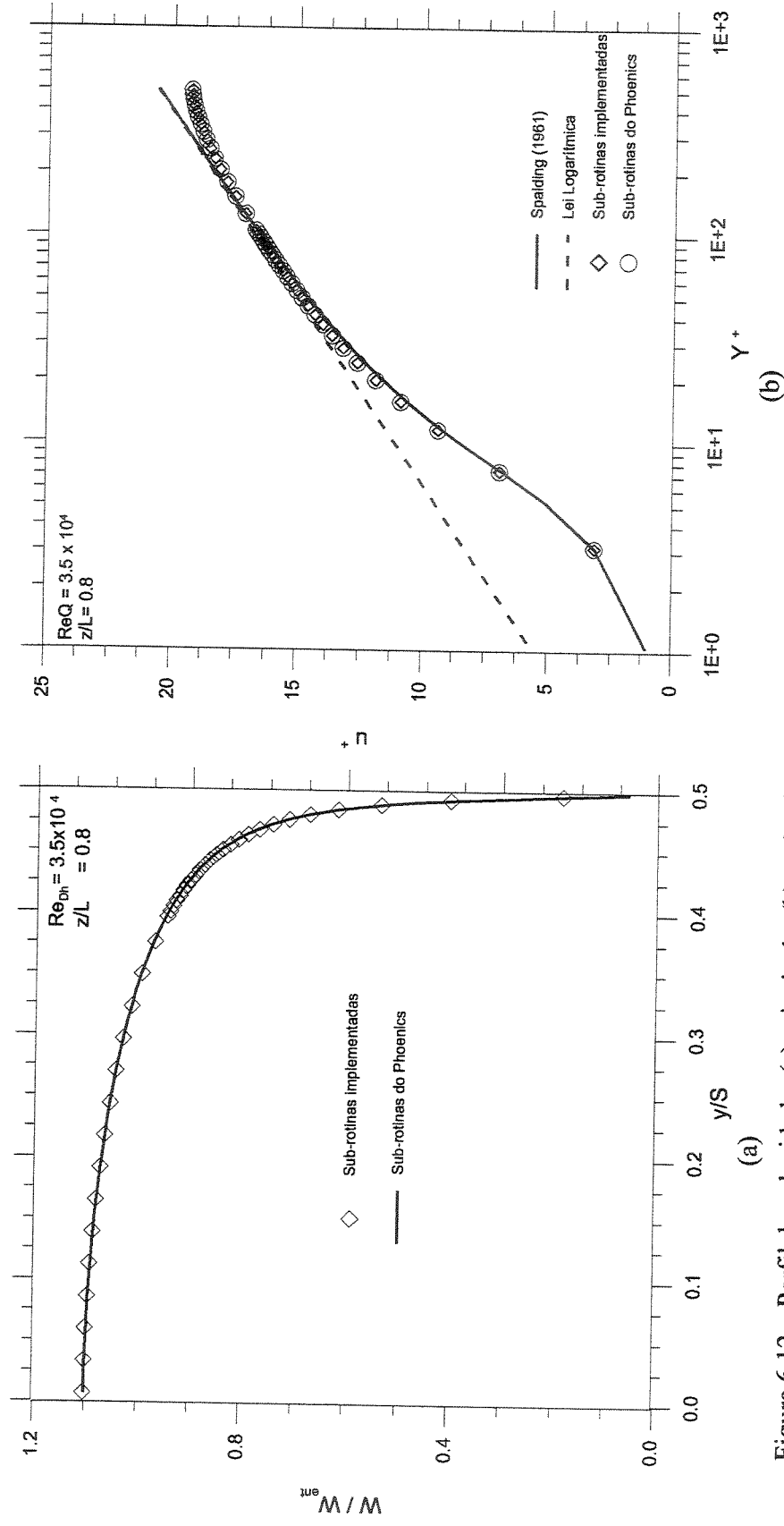


Figura 6.12 – Perfil de velocidade: (a) principal e (b) região interna em função das variáveis internas.

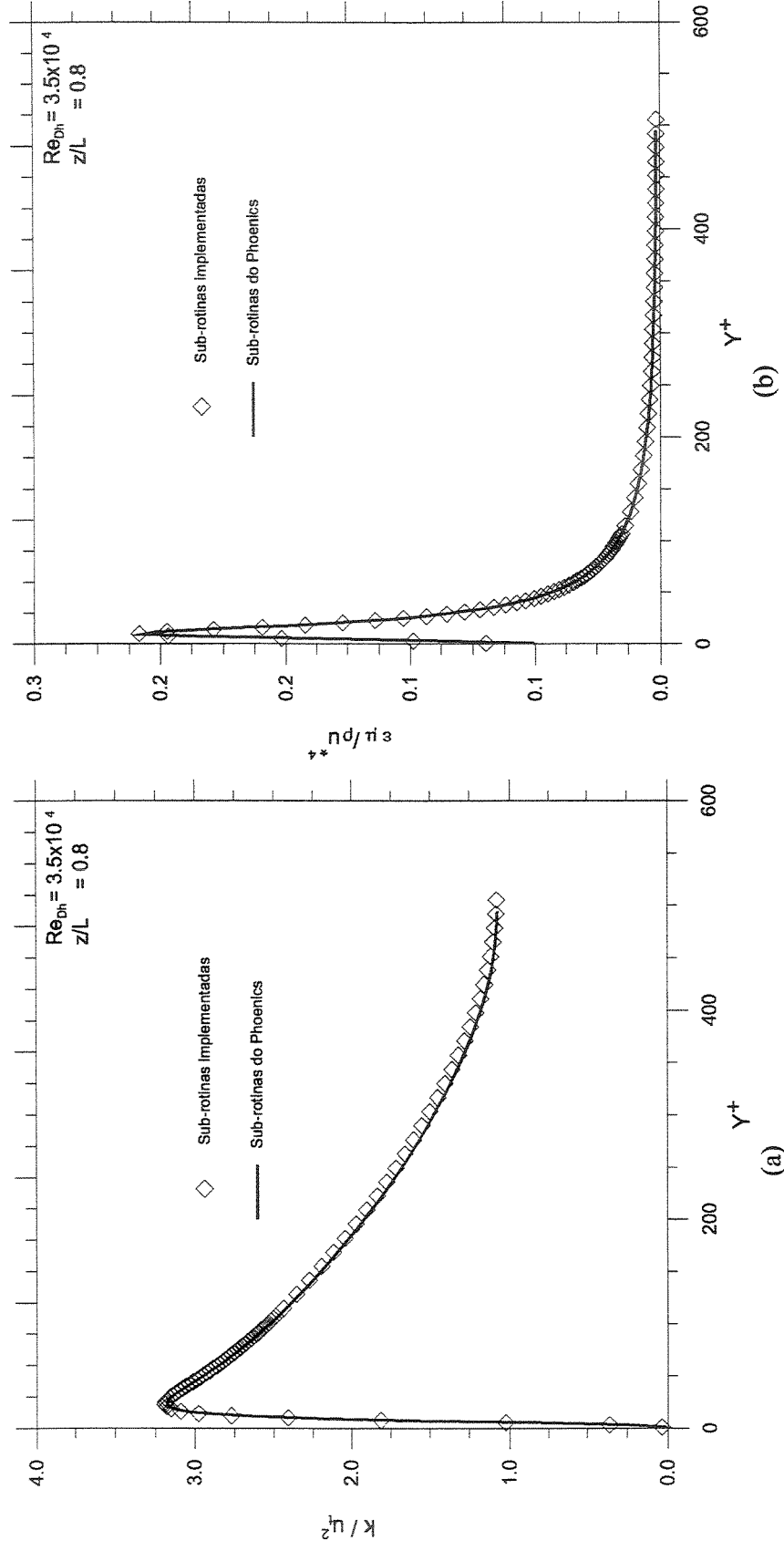


Figura 6.13 – Perfil das grandezas turbulentas: (a) energia cinética turbulenta e (b) dissipação de energia cinética turbulenta.

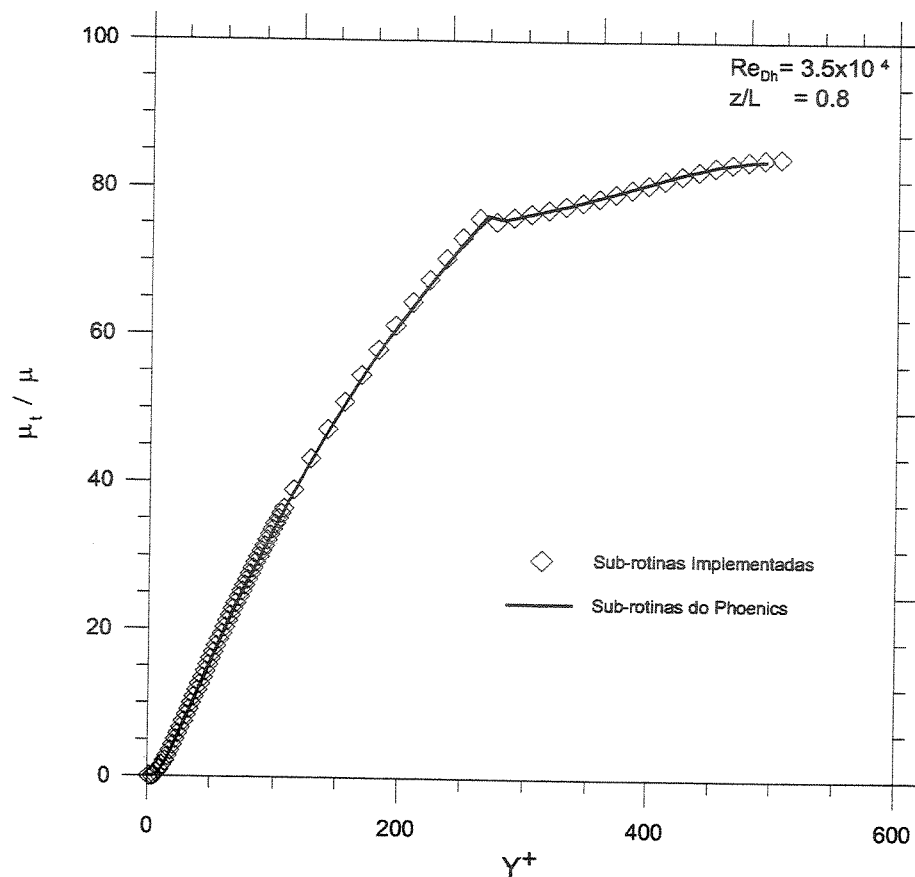


Figura 6.14 – Perfil da viscosidade turbulenta.

6.4 GERAÇÃO DA MALHA PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS

Quando as forças de Coriolis e centrífuga atuam em um escoamento há alterações nas estruturas turbulentas e isso faz com que a extensão do domínio onde a lei logarítmica é válida seja alterada. Modelos que são integrados desde a parede (modelos de baixo Reynolds) têm que capturar estas alterações, reproduzindo o perfil logarítmico de velocidade e o perfil linear ($u^+ = y^+$) na subcamada viscosa. Para o caso do modelo de duas camadas, a determinação do valor correto para o Re_t determinar a mudança entre a solução interna e a externa é de suma importância para se obter soluções convergidas. No caso proposto, para se obter este valor, adotou-se um procedimento simples, mas que se revelou bastante eficaz.

Tabela 6.2 – Quadro comparativo do gradiente de pressão ao longo do canal e o fator de atrito obtido para diversas malhas.

Malha Nz x Ny	$\frac{\Delta p}{\rho W_{ent}^2}$	$\% = \left \frac{\Delta p_{anterior} - \Delta p_{atual}}{\Delta p_{atual}} \right \cdot 100$	$f_R (\times 10^{-3})$	$f_R = \left \frac{f_{R_{anterior}} - f_{R_{atual}}}{f_{R_{atual}}} \right \cdot 100$
10 x 10	0.50561	-----	5.0165	-----
20 x 10	0.53627	5.72	5.0392	0.45
50 x 10	0.54758	2.07	5.0252	0.28
60 x 10	0.54813	0.10	5.0305	0.19
10 x 20	0.50558	0.01	5.0160	0.01
20 x 20	0.53616	5.70	5.0386	0.45
50 x 20	0.54472	1.57	5.0247	0.28
60 x 20	0.54801	0.60	5.0301	0.11
60 x 30	0.54799	0.003	5.0300	0.001

Da simulação com o k-ε padrão, obteve-se uma primeira aproximação do tamanho e da localização da região logarítmica e estes valores serviram de ponto de partida para a definição das regiões no modelo de duas camadas. Desta forma, o domínio foi dividido em duas regiões na direção y, sendo a primeira com 0.0028 m (região 1) e a segunda com 0.001 m (região 2). A primeira se estende desde o centro do canal e a segunda desde o final da primeira até a parede. Fixou-se o mesmo número de volumes de controle na direção radial (Nz=50) e na primeira região da direção axial (Ny₁=19) utilizados no k-ε padrão. Uma vez determinados estes parâmetros, procurou-se determinar o valor de Re_t que delimitava a transição entre a camada interna e externa, bem como o tamanho final da malha.

Como não há dados experimentais para se fixar Re_t, realizaram-se experimentações numéricas visando sua determinação. Para tanto, fixou-se uma malha que se julgava fina o suficiente para obter uma solução independente de malha, neste caso de 50x19x20²⁵. Estipulou-se um valor para o número de Re_t que definisse a transição e, depois de obtida a solução, se verifica se o valor estipulado foi o calculado. Esta verificação era realizada analisando-se a solução para k, determinando-se o valor de y⁺ quando k⁺ era igual ao valor do limite assintótico para a região logarítmica (k⁺=3.33). Por meio da Eq. (6.4), se verificava se o valor calculado para Re_t era o mesmo do valor estipulado. Se fosse diferente, tomava-se como valor estipulado para Re_t o valor

²⁵ Utiliza-se, aqui, a mesma notação adotada na seção 6.2, indicando que há 50 volumes na direção radial (principal), 19 e 20 volumes na região externa e interna da direção axial, respectivamente.

calculado e repita-se o processo. Da análise dos perfis de velocidade, energia cinética e dissipação de energia cinética turbulenta e viscosidade turbulenta, se verificava se era necessário modificar ou não o tamanho das duas regiões axiais. A Tabela 6.3 apresenta um quadro comparativo da determinação do valor do número de Re_t que define a transição entre a região interna e externa.

Como estimativa inicial fez-se com que Re_t fosse igual a 40, sendo o domínio computacional dividido nas mesmas regiões estipuladas para o modelo k- ϵ padrão. Da análise dos resultados, determinou-se que o valor de Re_t teria que ser igual a 31, sendo então Re_t fixo em 30. Analisando-se os resultados para Re_t igual a 30, verificou-se que o valor de Re_t deveria ser 25, entretanto analisando-se os perfis notou-se que havia muitos pontos em regiões de gradientes não muito elevados e poucos nos de gradientes elevados. Como não se desejava, neste ponto, alterar a malha, resolveu-se alterar as dimensões das regiões 1 e 2. Desta forma, a primeira região foi aumentada (por apresentar menores gradientes) para 0.0030 e a segunda foi diminuída para 0.0008. Novo teste foi efetuado com o mesmo valor de Re_t e verificou-se que a solução não sofreu grandes alterações, nem em valores nem em distribuição adequada de pontos. Alterou-se novamente as dimensões (0.0033 e 0.0005 para a região 1 e 2 respectivamente) chegando-se aos valores mostrados ao final da Tabela 6.3. Como o valor para Re_t estipulado foi reproduzido, deu-se por encerrado o processo de determinação do número de Re_t que define a transição entre as regiões interna e externa.

Tabela 6.3 – Quadro comparativo para a determinação do valor para o Re_t que determina a transição entre a região interna e externa.

Re_t estipulado	Regiões [m]		Variáveis	Valores		Re_t Calculado
	1	2		assintótico	calculado	
40	0.0028	0.001	k^+	3.33	3.12	31
			ϵ^+	0.14	0.16	
			μ_t^+	6.97	28.63	
			k^+	3.33	2.99	
30	0.0028	0.001	ϵ^+	0.18	0.19	25
			μ_t^+	5.52	1.93	
			k^+	3.33	2.95	
			ϵ^+	0.19	0.19	
30	0.0030	0.0008	μ_t^+	5.4	1.83	24
			k^+	3.33	2.66	
			ϵ^+	0.14	0.12	
			μ_t^+	6.99	2.77	
30	0.0033	0.0005	ϵ^+	0.14	0.12	31
			μ_t^+	6.99	2.77	

Uma vez determinada o Re_t de transição fez-se uma verificação se a malha adotada era refinada o suficiente para apresentar uma solução que fosse independente da malha. Tentou-se realizar um teste com malhas mais refinadas, entretanto este procedimento não se mostrou factível uma vez que não foi possível obter soluções convergidas com malhas mais refinadas na segunda região. Como a segunda região apresenta locais com gradientes elevados e locais com pequenos gradientes, malhas muito refinadas podem fazer com que haja instabilidades numéricas nestas circunstâncias. Portanto, a malha para o modelo de duas camadas foi fixa como sendo $50 \times 19 \times 20$, ou seja 50 volumes na direção radial, 19 e 20 volumes na primeira e na segunda região da direção axial respectivamente. Outro fato a ser considerado é que o processo para a determinação da malha é extremamente trabalhoso e que, os parâmetros de transição (Re_t e localização das regiões) são referentes a uma malha específica. Quando se refina a malha, é necessário repetir todo o procedimento novamente.

CAPÍTULO 7

RESULTADOS OBTIDOS

O estudo dos padrões do escoamento entre dois discos em rotação é apresentado por meio de grandezas médias, como o perfil da pressão gerada e velocidades (tangencial e radial) e de grandezas referentes às flutuações de velocidades, sendo estas a viscosidade turbulenta, a produção de energia cinética turbulenta, a energia cinética turbulenta e a dissipação de energia cinética turbulenta, em várias rotações e vazões. Serão apresentados os resultados obtidos pelo modelo k- ϵ padrão com superfície lisa e completamente rugosa e depois os do modelo de duas camadas.

7.1 – RESULTADOS PARA O MODELO K- ϵ PADRÃO

A Figura 7.1 apresenta a variação de pressão ao longo da distância axial do canal em duas situações. Para a Figura 7.1.(a), mantém-se Re_Q , Eq. (5.1), constante e varia-se o Re_R , Eq. (5.2), e para a Figura 7.1.(b), o Re_R é mantido constante e varia-se Re_Q . Pode-se notar que Re_R e Re_Q influenciam a pressão de maneira distinta. Quando aumentamos o Re_R há um aumento na pressão e quando aumentamos Re_Q há uma diminuição. Na presença de rotação ($Re_R > 0$), o campo de pressão apresenta duas regiões que são dominadas por mecanismos distintos. Na entrada do canal, o termo convectivo ($\dot{m}W$) domina sobre o escoamento pois os mecanismos de difusão não tiveram tempo suficiente para transmitir a rotação das paredes ao centro do canal. Nestas condições, a pressão cresce devido ao aumento de área transversal ao canal e é proporcional ao inverso do quadrado da distância radial, como sugere a Eq. (6.1):

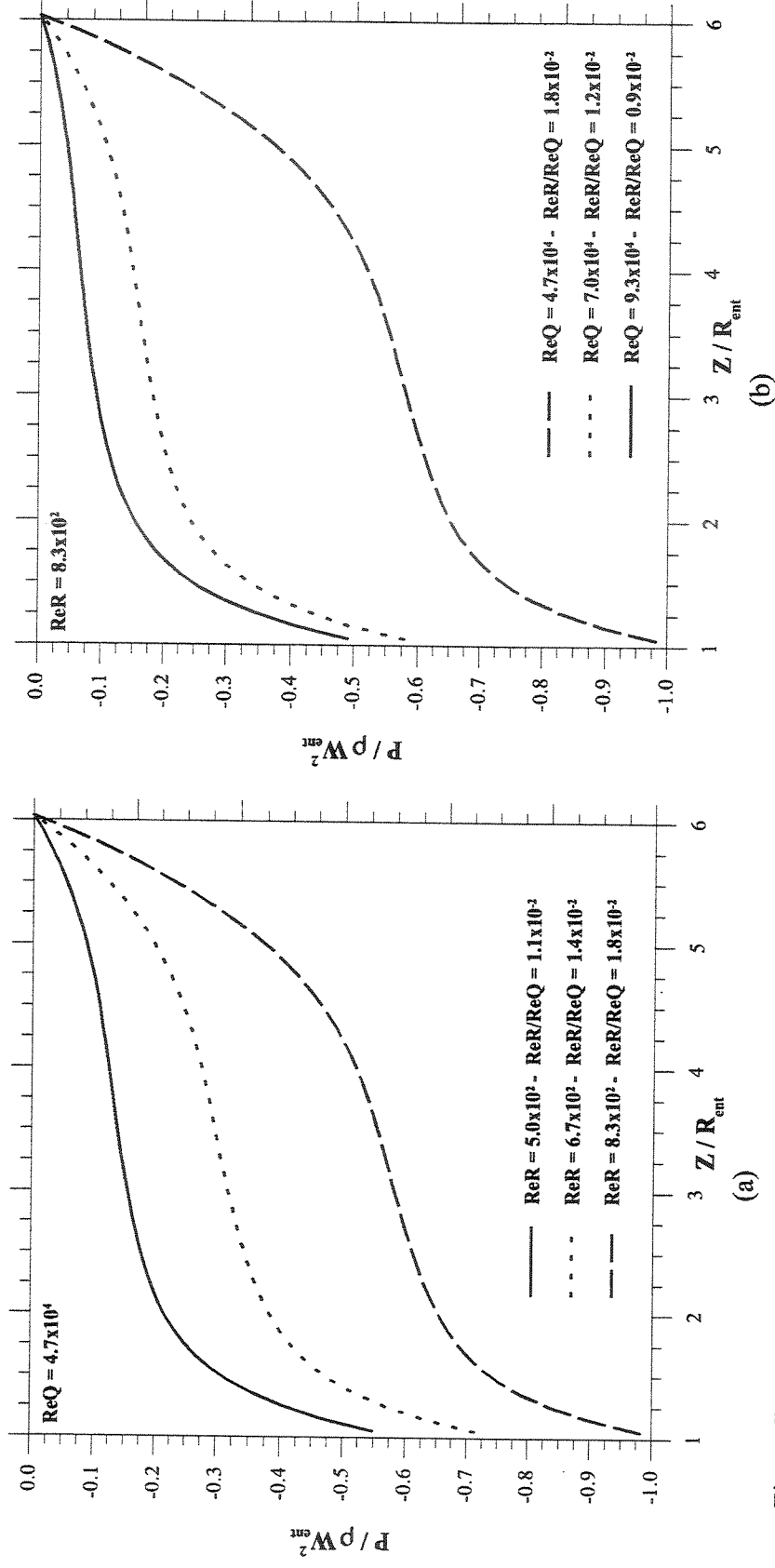


Figura 7.1 - Comparação da variação de pressão ao longo do canal (modelo k-ε padrão) para: (a) ReQ fixo em 4.7×10^4 ; (b) ReR fixo em 830.

$$p \propto \frac{1}{z^2}, \quad (7.1)$$

onde z é a posição radial.

Na região próxima à saída dos discos há um crescimento da pressão devido à existência do campo centrífugo. Pela difusão turbulenta, a rotação dos discos é transmitida ao fluido. O aumento da pressão é proporcional ao quadrado da distância radial, conforme sugere o balanço entre o gradiente pressão e o termo centrífugo, derivado da Eq. (3.46):

$$p \propto \frac{\rho \Omega^2 z^2}{2}, \quad (7.2)$$

onde Ω é a rotação angular dos discos. Nesta análise não estão sendo considerados os termos de atrito e a pressão são balanceados exclusivamente pelo termo centrífugo. Além disso, o fluido gira com rotação de corpo rígido. Estas considerações são idealizações, de onde pode se concluir que a pressão resultante do modelo pode ser de alguma forma representada por dois termos, representados de forma genérica como:

$$p \propto a \left(\frac{1}{z} \right)^n, \quad (7.3)$$

e

$$p \propto b \cdot z^m, \quad (7.4)$$

onde a , b , m e n são constantes a serem determinada para cada caso sendo. Na Figura 7.1 pode-se observar que o comportamento da pressão segue ora um ora outro. Pode-se observar que quanto maior a rotação, há uma tendência da pressão se comportar segundo a Eq. (7.4) em toda a extensão do canal e com uma rotação menor, a tendência é da pressão se comportar segundo a Eq. (7.3).

Pode-se observar o efeito da rugosidade dos discos na pressão por meio da Figura 7.2 onde mostra-se a variação da pressão ao longo do canal. Pode-se notar uma semelhança no comportamento qualitativo nas duas situações, alterando-se apenas nos valores da pressão em cada ponto, sendo que o aumento no gradiente de pressão total gerado é de 80%. O comportamento da pressão no caso rugoso pode ser interpretado de maneira análoga ao da lisa. O aumento da pressão se deve ao fato da rugosidade aumentar a taxa de difusão turbulenta. Isto causa um aumento do campo centrífugo e faz com que o fluido apresente uma velocidade tangencial próxima à de rotação dos discos, como mostra a Figura 7.10, e tendo como consequência um aumento da pressão.

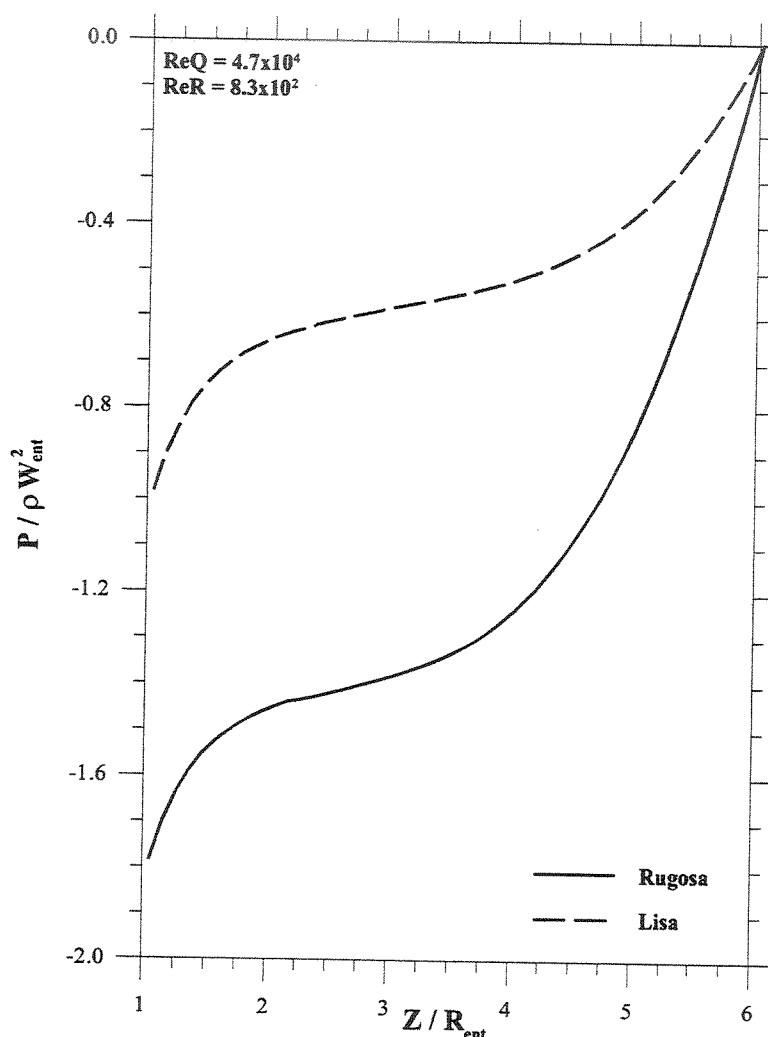


Figura 7.2 - Comportamento da pressão ao longo do canal formado por dois discos em rotação quando se considera parede lisa e rugosa (modelo k-ε padrão).

As Figuras 7.3 a 7.4 apresentam a velocidade radial (W) adimensionada pela velocidade na linha no centro do canal para três casos distintos variando-se o Re_R e Re_Q , em três posições radiais diferentes ($z/R_{ent} = 3.3, 4.7$ e 5.8) que representam aproximadamente $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{4}$ e 1 do comprimento total dos discos. Para $z/R_{ent} = 5.8$, pode-se notar que a velocidade radial máxima ocorreu próximo da parede. Nota-se uma grande influência do Re_R neste comportamento, uma vez que com o aumento da relação Re_R/Re_Q há um aumento da velocidade radial perto da parede. A Figura 7.4.(a) mostra que quando $Re_R/Re_Q = 1.8 \times 10^{-2}$ a velocidade próxima à parede é quatro vezes a velocidade no centro do canal. A Figura 7.4.(b) mostra que a velocidade na parede é 30% maior que no centro quando $Re_R/Re_Q = 0.9 \times 10^{-2}$. As figuras não mostram os valores de velocidade para $y/S = 0.5$ porque o modelo $k-\epsilon$ não pode ser aplicado até a parede.

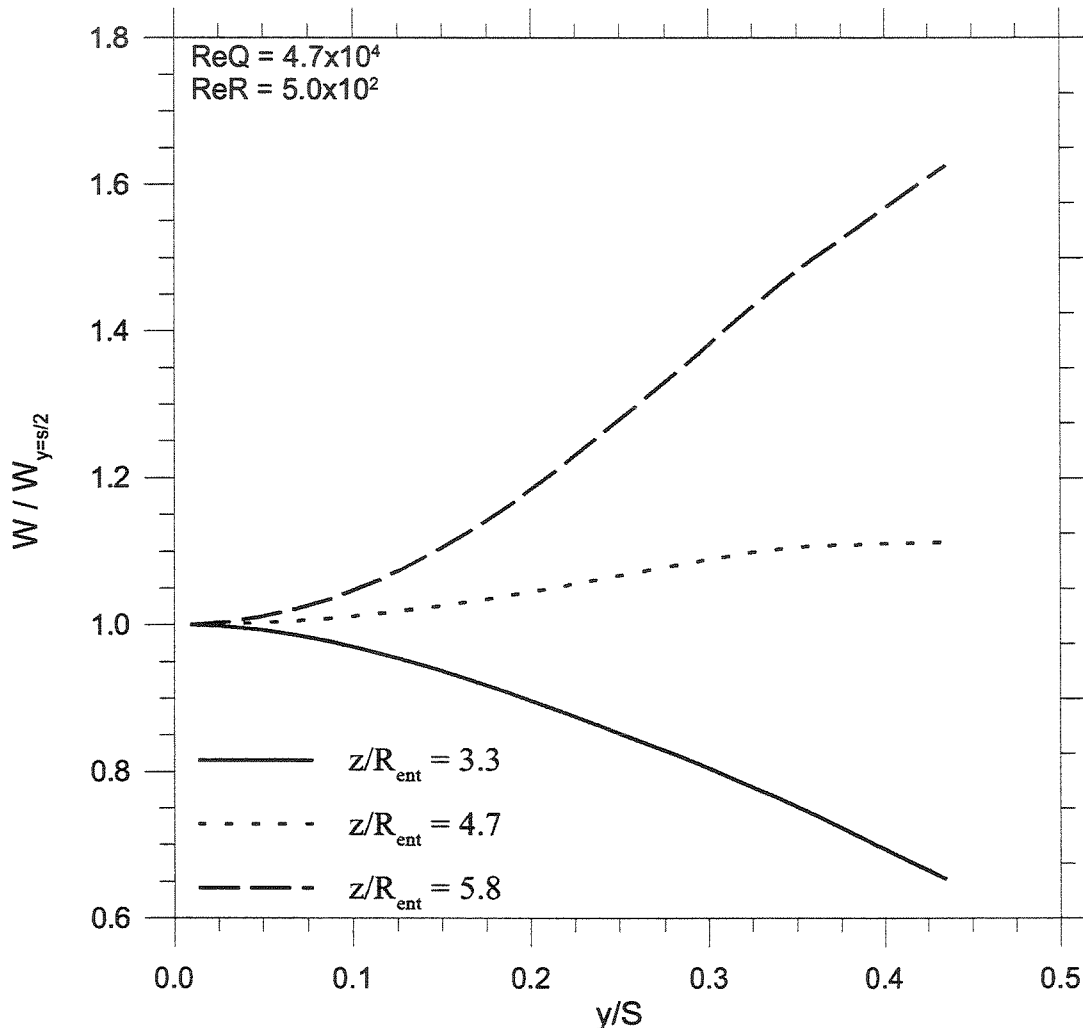


Figura 7.3 - Perfil de velocidade radial adimensionada pela velocidade no centro do canal com $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ e $Re_R = 500$ ($Re_R/Re_Q = 1.1 \times 10^{-2}$) usando o modelo $k-\epsilon$ padrão.

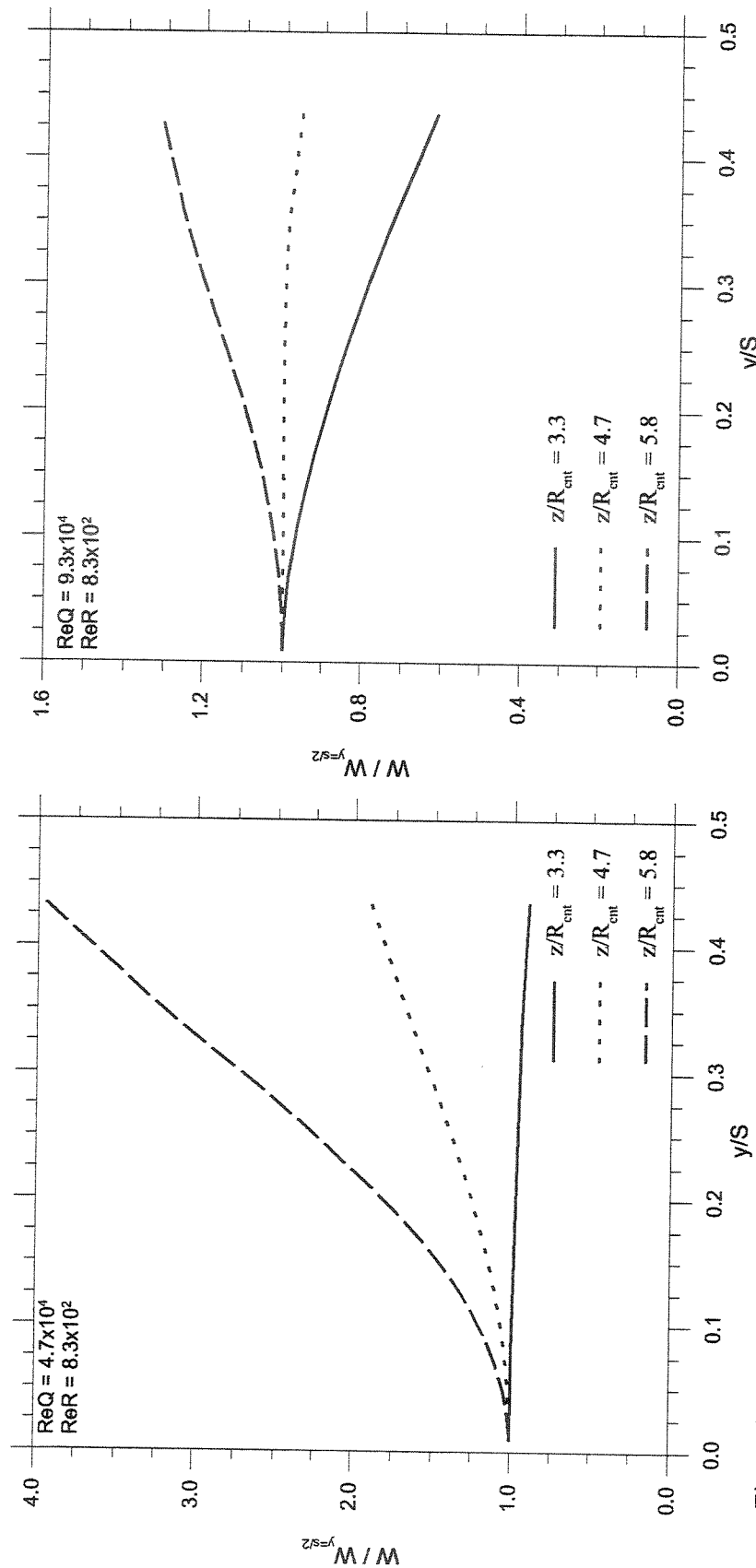


Figura 7.4 - Perfil de velocidade radial adimensionada pela velocidade no centro do canal com: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (b) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) usando o modelo k- ϵ padrão.

Analisando-se o comportamento da velocidade radial dos dois casos extremos com $ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$ e 0.9×10^{-2} , mas agora adimensionados pela vazão de entrada (Figura 7.5), nota-se que para $ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$ não há uma inversão do perfil de velocidades até $z/R_{ent} = 3.3$. Na região da saída ($z/R_{ent} \sim 5.8$) há um aumento da velocidade próxima da parede e uma diminuição no centro, ambos de cerca de 50%. Com a diminuição desta relação ($ReQ/ReR = 0.9 \times 10^{-2}$) este comportamento se inverte, com o perfil se invertendo em $z/R_{ent} = 3.3$. Antes da região da saída ($z/R_{ent} \sim 4.7$) o perfil volta a ficar plano e na saída há um aumento da velocidade perto da parede e uma diminuição na região central, ambas de cerca de 10%.

Mostra-se nas Figuras 7.6 e 7.7 os perfis de velocidade tangencial adimensionados pela rotação de corpo rígido ($r\Omega$). Estes perfis de velocidade podem ser representados por um polinômio que apresenta a menor velocidade na região central do canal e velocidade máxima na região próxima a parede, respectivamente $y/S = 0$ e $y/S = 0.5$. Nota-se que esta velocidade é influenciada pela relação ReR/ReQ e pela posição radial do canal. Quanto maior o ReR/ReQ e o raio, maior será a velocidade tangencial. Até cerca da metade do canal ($z/R_{ent} < 3.3$) quase não há componente de velocidade na direção tangencial. Esta corresponde a apenas 5% e 20% da rotação de corpo rígido no centro do canal e na região da parede, independentemente da relação ReR/ReQ . A partir deste ponto há um acréscimo significativo da velocidade tangencial, chegando a 40% e 55% da rotação de corpo rígido no centro e próximo à parede, respectivamente, quando $ReR/ReQ = 1.9 \times 10^{-2}$. Para valores inferiores de ReR/ReQ , esta relação é menor, com no máximo 27% para o centro do canal e 45% para a região da parede. Estes aumentos das velocidades na região próxima à parede podem ser explicados pelo aumento da taxa de transferência de quantidade de movimento próxima à parede quando há aumento de rotação²⁶.

²⁶ Este comportamento pode ser comprovado analisando-se o comportamento da viscosidade turbulenta, principal responsável pela difusão de quantidade de movimento, que é apresentada na Figura 7.11 e Figura 7.12. Nas figuras, nota-se que com o aumento de ReR há um aumento da viscosidade turbulenta.

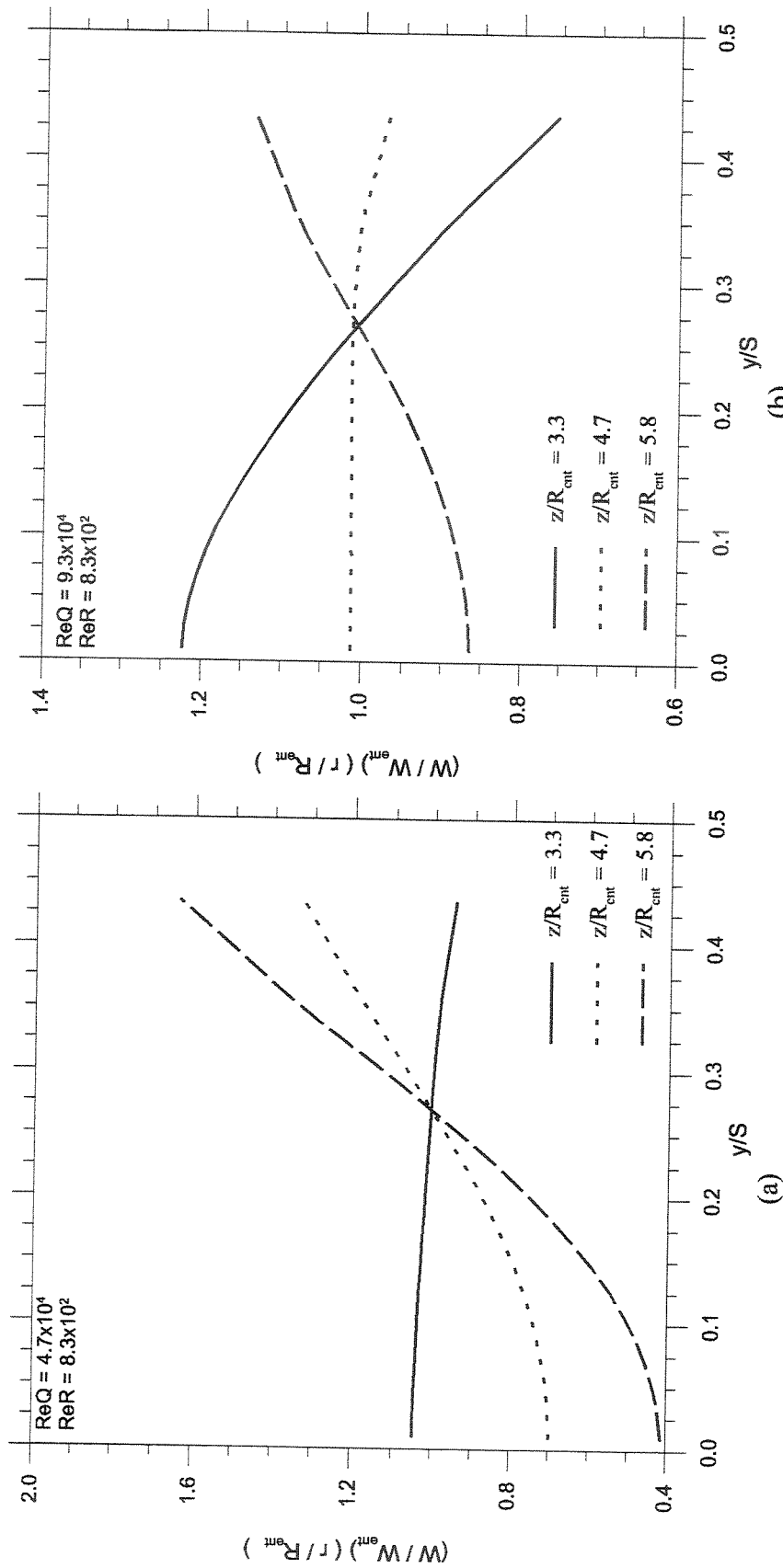


Figura 7.5 - Perfil de velocidade radial adimensionada pela vazão com: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (b) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) usando o modelo k- ϵ padrão.

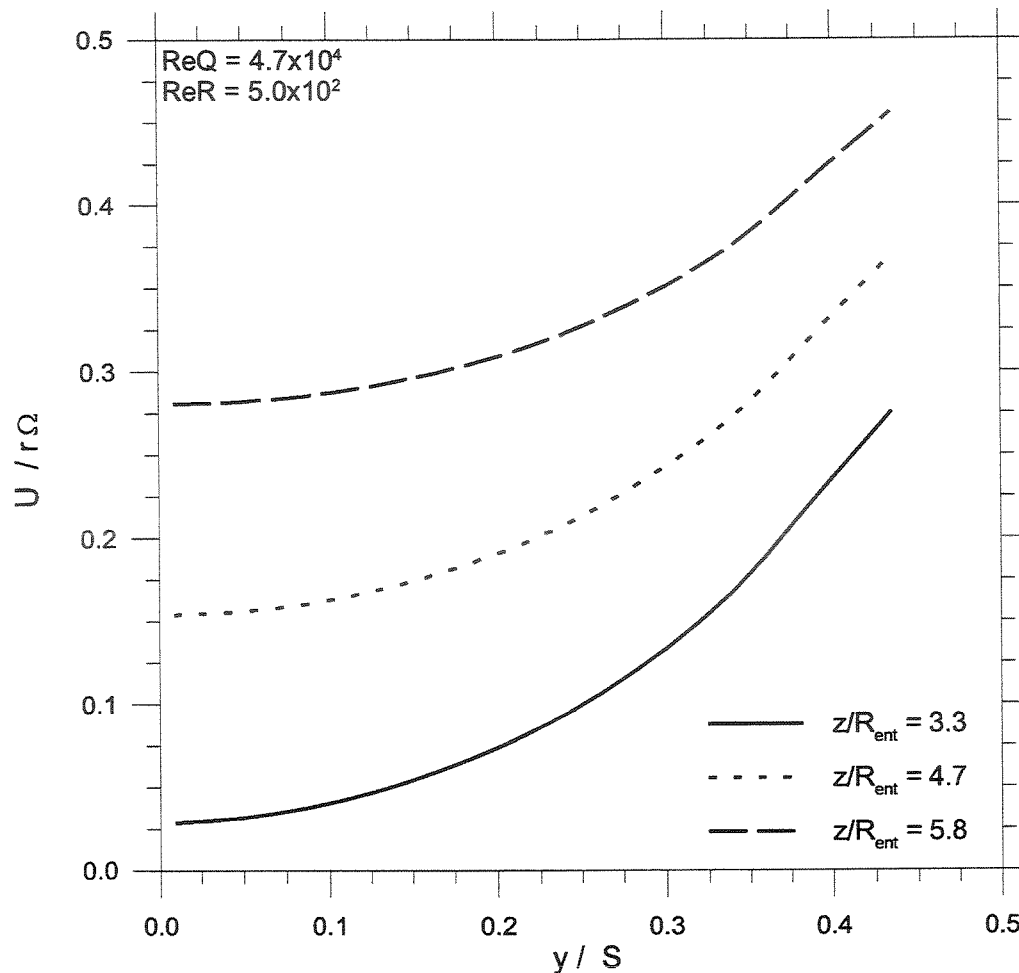


Figura 7.6 - Perfil de velocidade tangencial ao longo do canal para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) usando o modelo k- ϵ padrão.

Resultados semelhantes para a velocidade radial e tangencial também são apresentados por ITHO e OKADA (1998) e para a velocidade tangencial por FEI et al. (2000), apesar destes autores não estudarem o escoamento entre discos. O primeiro apresenta dados experimentais de um jato plano radial²⁷ sob um disco com rotação. O segundo realiza um estudo experimental e numérico em cavidades formadas por discos rotativos em um invólucro cilíndrico. Nesta configuração não há velocidade radial, havendo somente velocidades tangenciais e axiais.

²⁷ radial wall jet

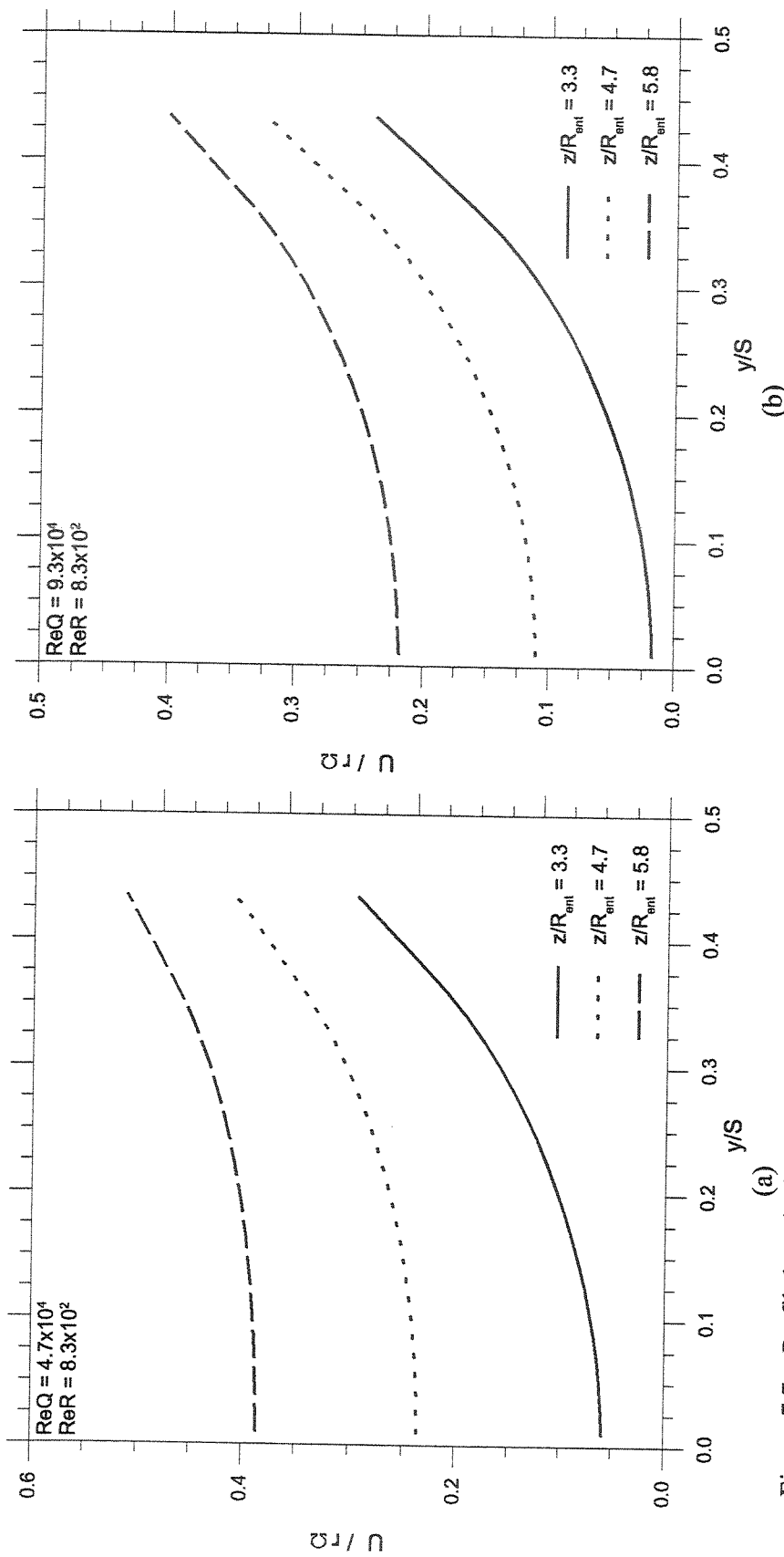


Figura 7.7 - Perfil de velocidade tangencial ao longo do canal para: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (b) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) usando o modelo k- ϵ padrão.

A Figura 7.8 mostra o fator de atrito de Darcy em função do comprimento do canal. O fator de atrito é determinado pela Eq. (7.5):

$$\tau_w = \rho f_{\text{Darcy}} \frac{U_{\text{ref}}^2}{8} \quad (7.5)$$

onde U_{ref} é a velocidade de referência, resultante da soma vetorial da velocidade radial média e tangencial em cada ponto, dada pela Eq. (7.6):

$$U_{\text{ref}} = \sqrt{W_{\text{in}}^2 \left(\frac{R_{\text{ent}}}{z} \right)^2 + (\Omega z)^2} . \quad (7.6)$$

Pode-se observar na Figura 7.8 que o fator de atrito é maior na região da entrada do canal, diminuindo com o comprimento. O fator de atrito apresenta um comportamento que pode ser expresso pela Eq. (7.7):

$$f = \frac{A}{(z/R_{\text{ent}})^B} , \quad (7.7)$$

onde A e B são constantes a serem determinadas para cada Re_R e Re_Q , e estão apresentadas na Tabela 7.1. Os valores de Re_R e de Re_Q influenciam de maneira distinta os valores do fator de atrito, que aumenta com o acréscimo de Re_Q e diminui com o acréscimo do Re_R . A queda do fator de atrito com a posição radial, também é observada por ITOH e OKADA (1998) em seu estudo sobre jatos planos radiais.

Tabela 7.1 – Valor de A e B para a determinação do fator de atrito – modelo k-ε.

	ReQ 4.7x10 ⁴	ReR 500	ReQ 4.7x10 ⁴	ReR 6.7x10 ²	ReQ 4.7x10 ⁴	ReR 830	ReQ 7.0x10 ⁴	ReR 830	ReQ 9.3x10 ⁴	ReR 830
A	0.052		0.052		0.051		0.046		0.042	
B	0.26		0.29		0.31		0.26		0.22	

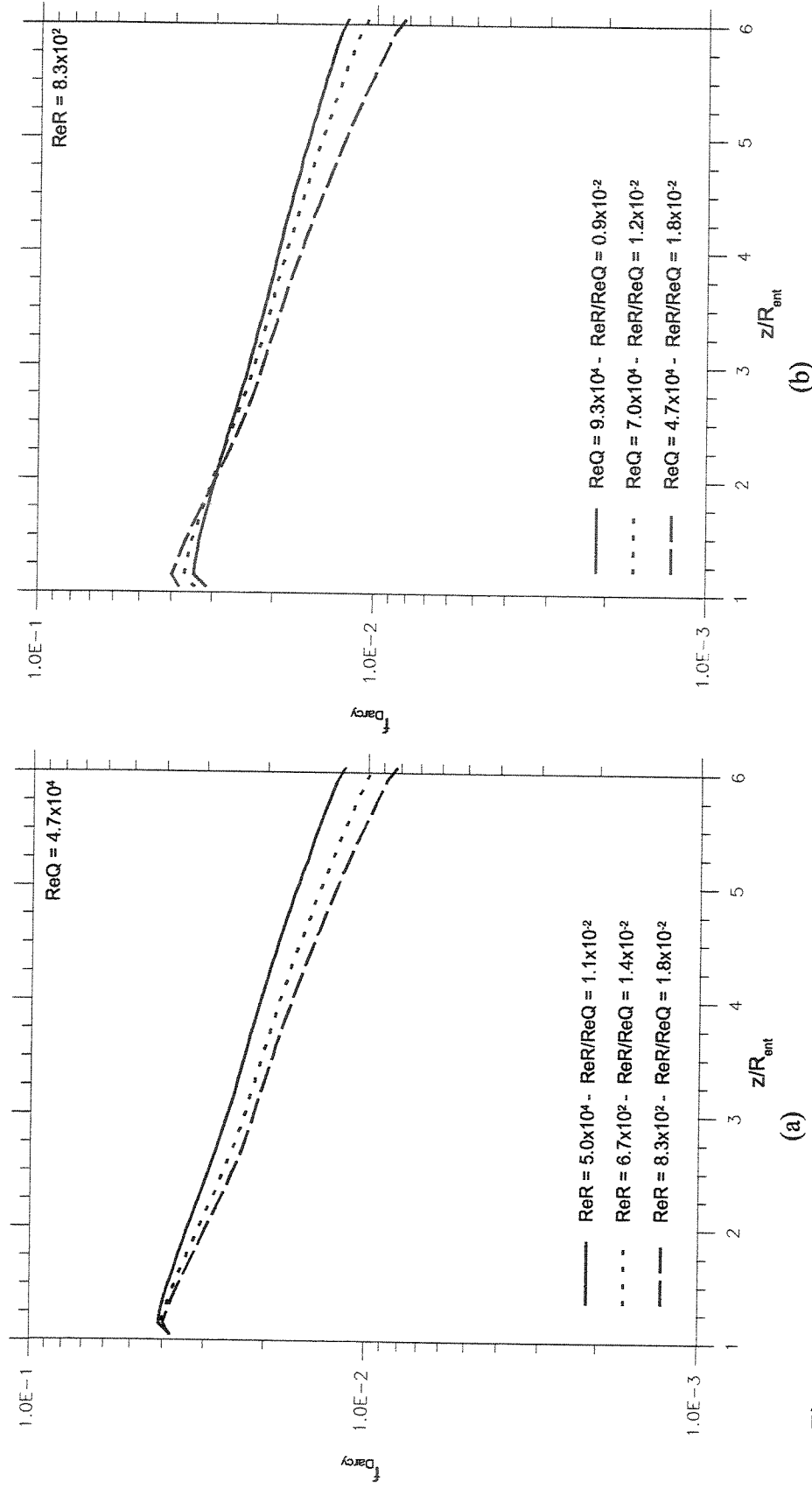


Figura 7.8 - Fator de atrito de Darcy obtido com o modelo k- ϵ ao longo do canal mantendo-se fixo em (a) $ReQ = 4.0 \times 10^4$; (b) $ReR = 830$.

A Figura 7.9.(a) e (b) apresenta uma comparação entre a velocidade radial quando se considera a superfície do disco rugosa e lisa. Utiliza-se duas escalas diferentes para adimensionar a velocidade radial, sendo estas: a velocidade no centro do canal e a vazão Figura 7.9.(a) e (b) respectivamente. Observa-se um comportamento semelhante para a velocidade radial quando se considera a parede rugosa e lisa. Contudo, o acréscimo de velocidade perto da parede para o caso rugoso é superior ao do liso, com valores de até 28 e 33% superiores para $z/R_{\text{ent}} = 4.7$ e 5.8 , respectivamente. Para a metade do canal ($z/R_{\text{ent}} = 3.3$) praticamente não há diferenças entre a parede rugosa e lisa. Isto ocorre porque k_s^+ nesta região é menor que 50, levando o fator de atrito a ser igual ao da parede lisa.

Uma comparação para velocidade tangencial no caso de parede rugosa e lisa é mostrada na Figura 7.10, sendo que está adimensionada pela rotação de corpo rígido ($r\Omega$). Pode-se notar que a rugosidade faz com que a velocidade tangencial tenha um aumento significativo em toda a região do canal, alcançando valores de até 70% da rotação de corpo rígido perto da parede e na saída do canal. No meio do canal e na região central há uma alteração de 5% para 15% da rotação de corpo rígido. O aumento da velocidade tangencial e radial próxima à parede pode ser explicado pelo fato de que, no caso rugoso, há um aumento da difusão turbulenta, principalmente na região da parede. A Figura 7.13, que apresenta uma comparação da viscosidade turbulenta para o caso de parede lisa e rugosa, mostra um aumento da viscosidade turbulenta no caso rugoso, indicando um aumento na taxa de difusão.

Nas Figuras 7.11 e 7.12 apresenta-se a viscosidade turbulenta adimensionada pela viscosidade molecular do fluido para o caso da parede lisa. Pode-se constatar que relação ReR/ReQ influencia a viscosidade turbulenta em todas as regiões do canal. Para $ReR/ReQ \sim 1.8 \times 10^{-2}$ há sempre um aumento da viscosidade com y^+ , ao passo que para as outras duas razões este comportamento só ocorre a partir da metade do canal ($z/R_{\text{ent}} \sim 3.3$).

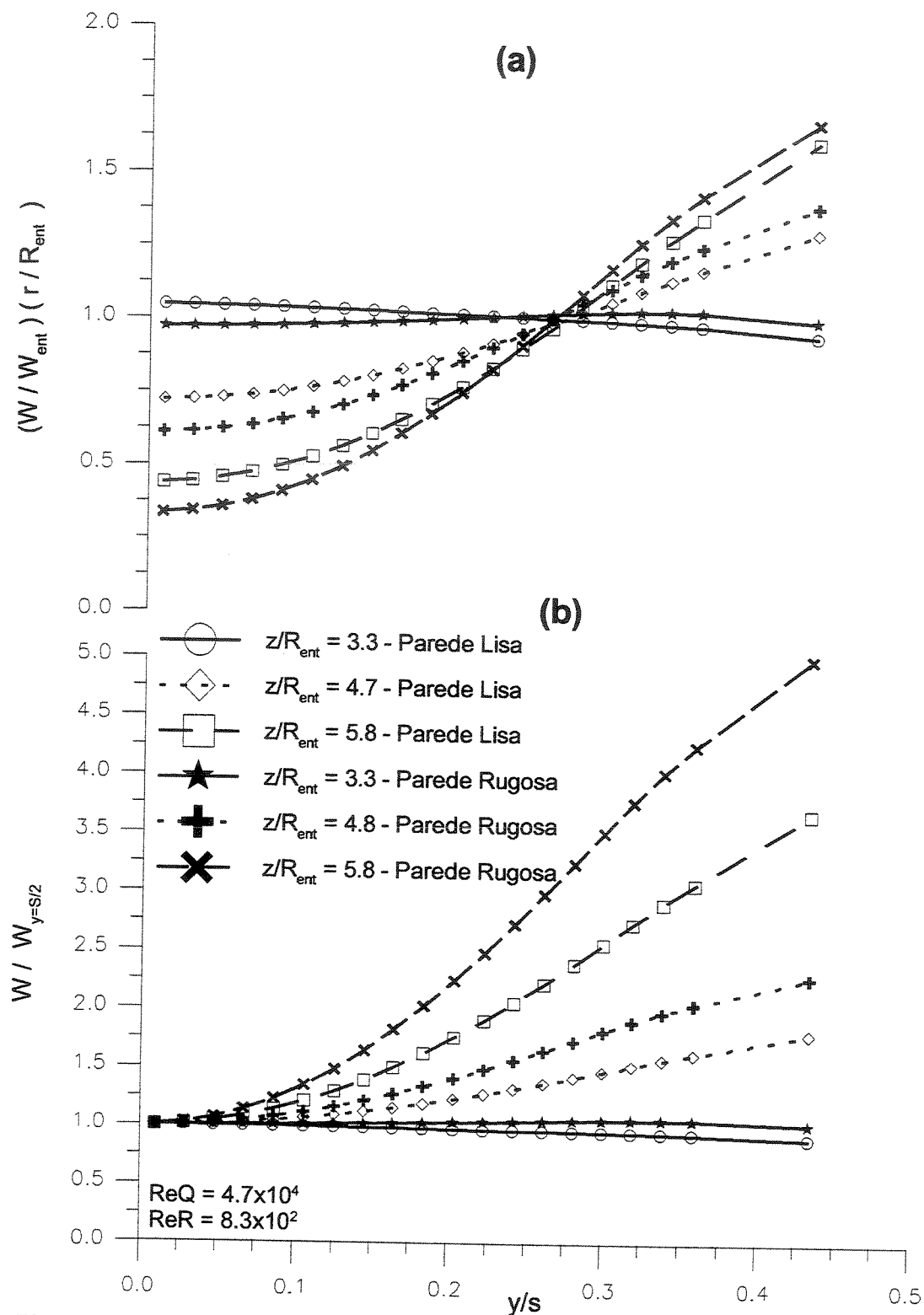


Figura 7.9 - Comparação entre os perfis de velocidade radial considerando parede lisa e rugosa com $ReR = 830$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$ (modelo $k-\varepsilon$ padrão).

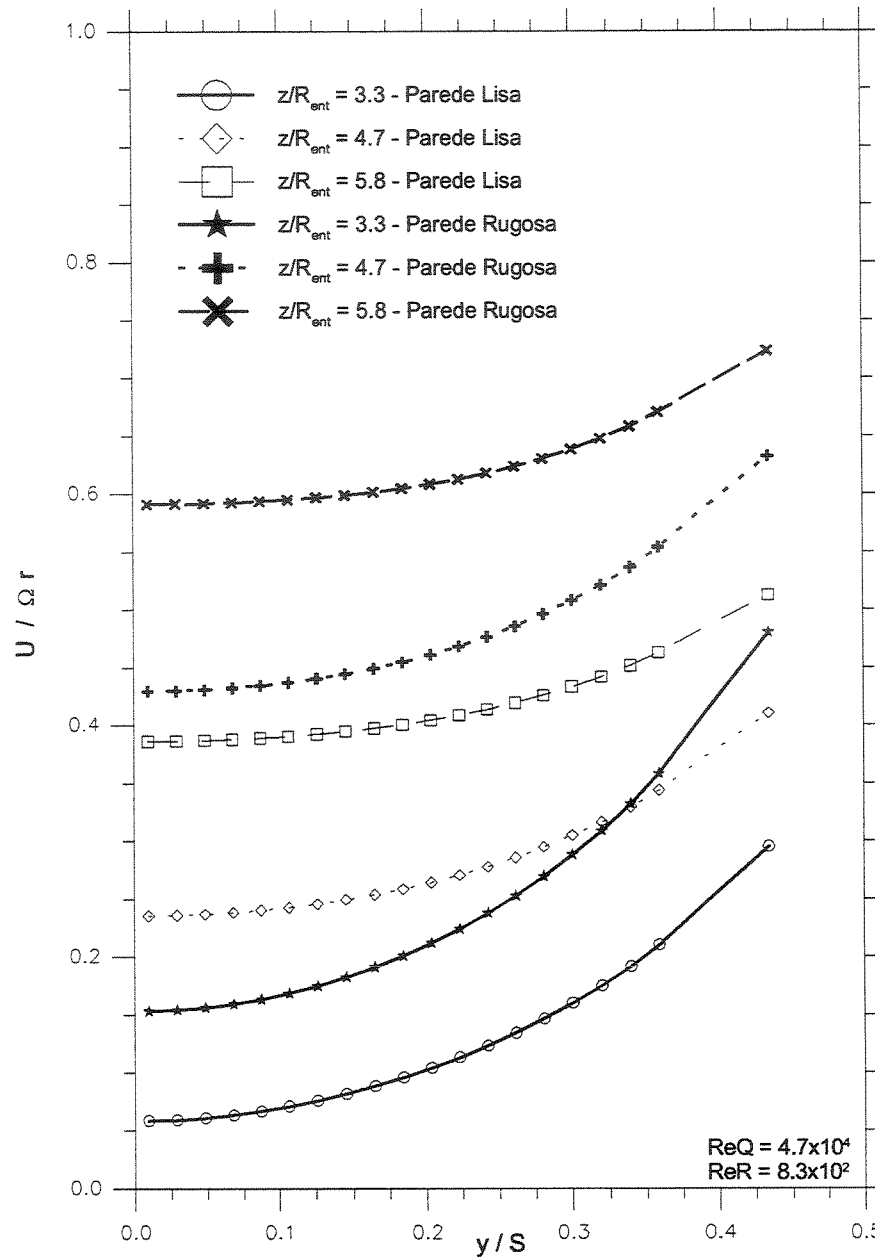


Figura 7.10 - Comparação dos perfis de velocidade tangencial considerando parede lisa e rugosa com $ReR = 830$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$ (modelo k- ϵ padrão).

A Figura 7.13 apresenta uma comparação entre viscosidade turbulenta para diversos y^+ , quando se considera a parede dos discos lisa e rugosa. Nota-se que a viscosidade turbulenta para a parede rugosa apresenta um valor superior ao longo de todo o comprimento do canal. Para $z/R_{ent} = 3.3$ e 5.8 , a viscosidade turbulenta é 30 e 11% superior, respectivamente. O comportamento de ambas as viscosidades, em cada posição radial, é semelhante, com valores

crescentes com y^+ . Entretanto, para a parede rugosa, ao contrário da parede lisa, o maior valor para a viscosidade turbulenta ocorre na entrada do canal e não na saída. Este comportamento pode ser explicado pelo fato de que na entrada a velocidade resultante não é alta o suficiente para fazer com que k_s^+ seja maior que 50, fazendo com que o valor do coeficiente de atrito seja calculado como sendo igual ao da parede lisa. Sendo a viscosidade turbulenta para a parede rugosa maior que para a lisa, há um aumento na taxa de difusão de quantidade de movimento levando ao aumento das velocidades próximas às paredes, como mostra a Figura 7.9 e 7.10. Não é possível estabelecer de uma forma clara uma relação entre causa e efeito única, uma vez que a viscosidade turbulenta é dependente da velocidade e que influencia o fator de atrito e vice-versa.

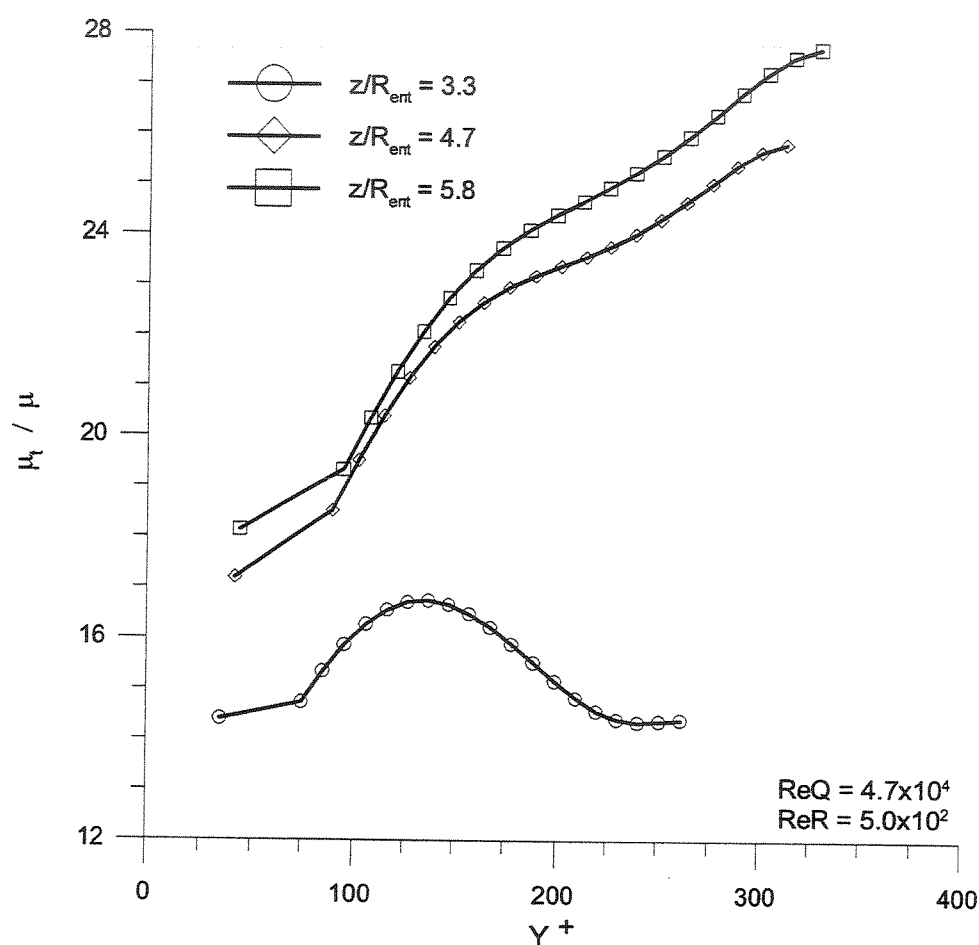


Figura 7.11 - Variação da viscosidade turbulenta com y^+ , adimensionada pela viscosidade molecular com $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) usando o modelo $k-\epsilon$ padrão.

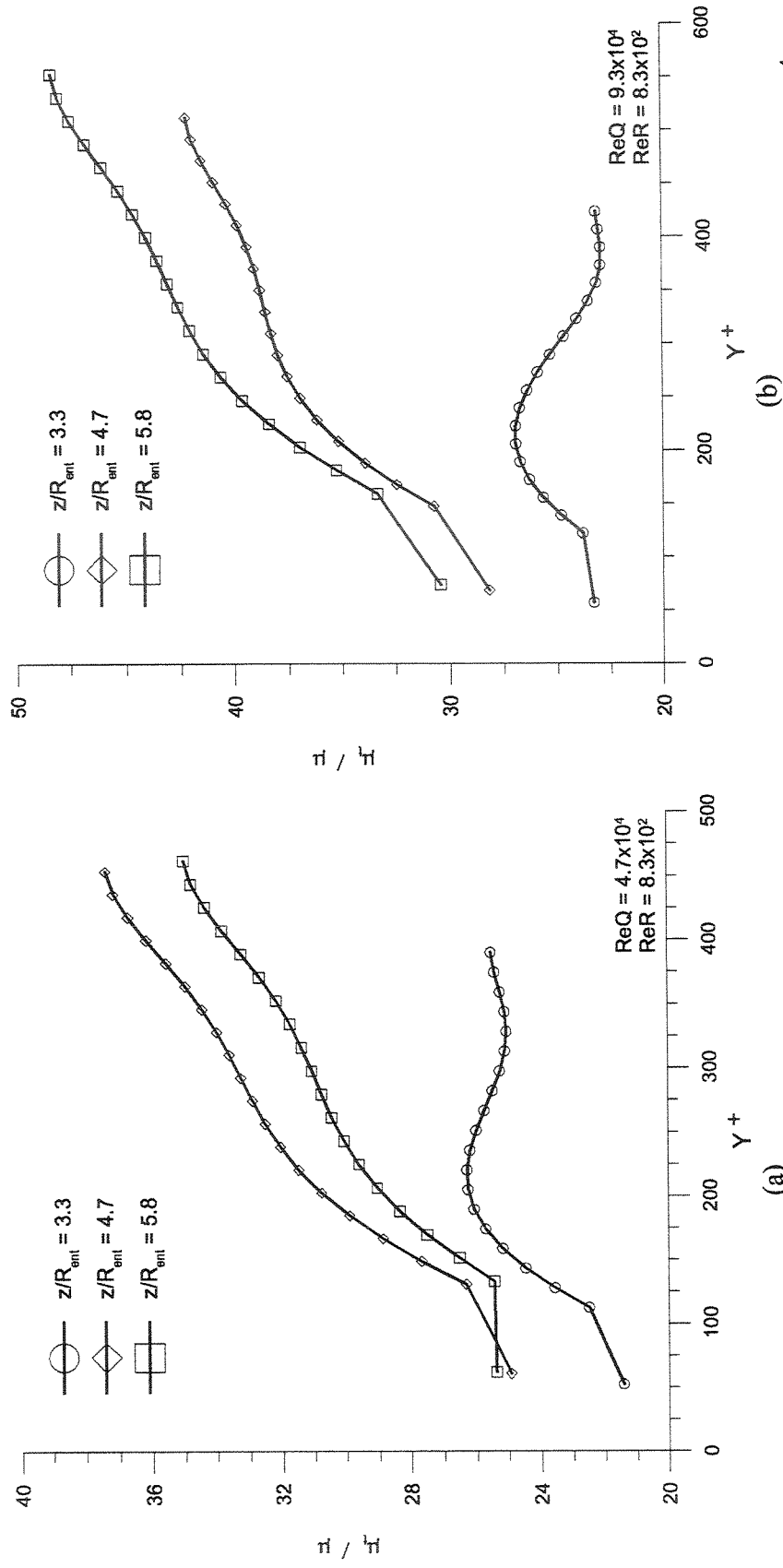


Figura 7.12 - Variação da viscosidade turbulenta com y^+ , adimensionada pela viscosidade molecular como: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (b) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) usando o modelo k- ϵ padrão.

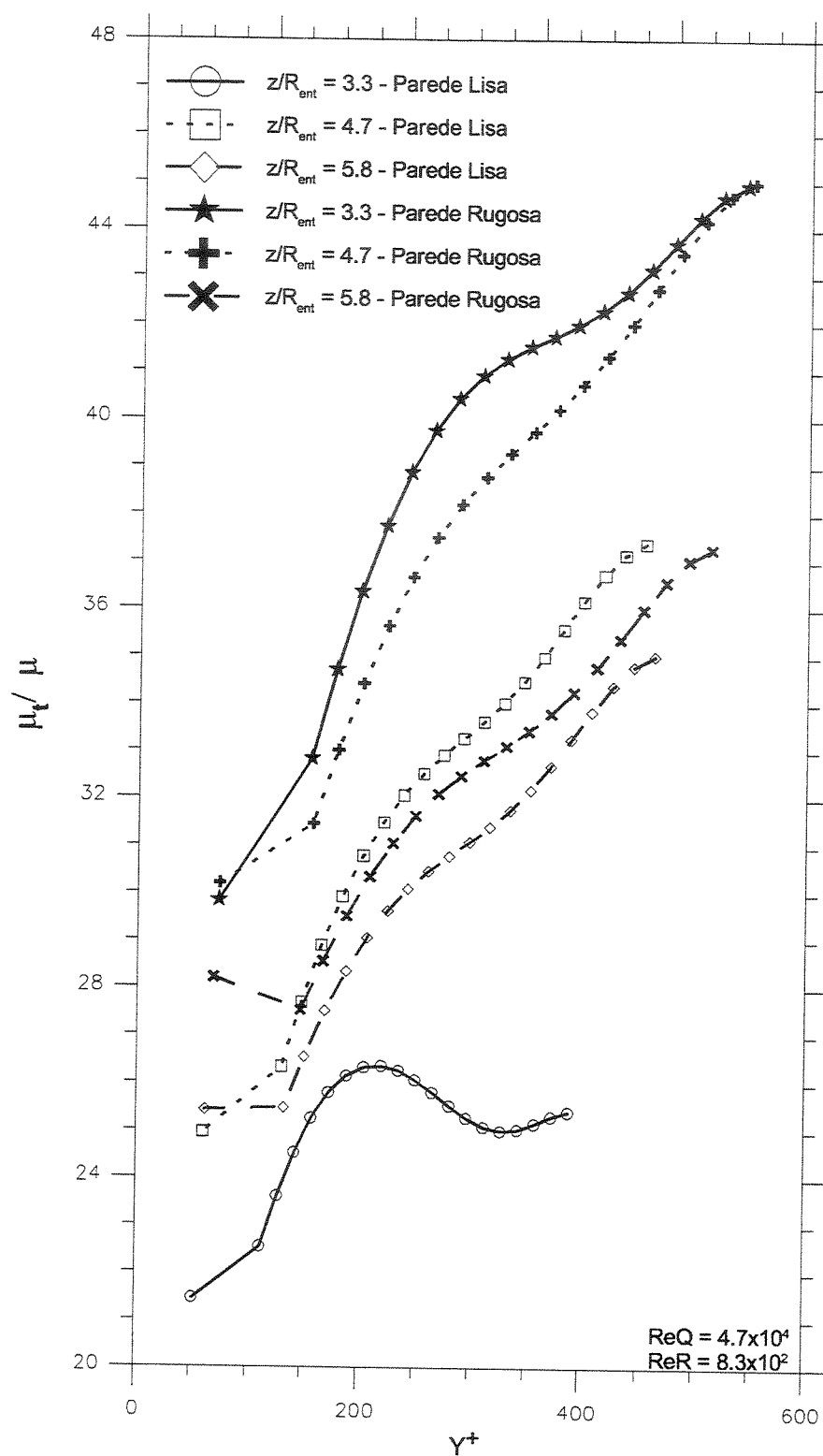


Figura 7.13 - Comparação entre a viscosidade turbulenta para parede lisa e rugosa para diversos y^+ (modelo $k-\epsilon$ padrão).

As Figuras 7.14 e 7.15 apresentam o comportamento P_k , definido pela Eq. (4.20), em função de y^+ para diversas razões ReR/ReQ ao longo do canal. Pode-se observar que a produção de energia cinética é máxima próxima à parede, diminuindo até zero no meio do canal. O valor de P_k aumenta com comprimento radial sendo que, para a região situada à saída do canal e próxima a parede, os valores são cerca de 67% superiores aos da entrada quando $ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$, conforme mostra a Figura 7.14.

Este comportamento pode ser explicado pelo fato de que, apesar da velocidade radial diminuir com o raio, há um aumento dos gradientes de velocidades axial. Este aumento no gradiente de velocidade é induzido pela difusão de quantidade de movimento das paredes para o interior do canal. Esta difusão de quantidade de movimento faz com que a velocidade perto da parede seja maior que na região central do canal, como mostram as Figuras 7.3 a 7.5. Fato semelhante pode também ser observado pela Figura 7.15.(a), que apresenta um aumento de P_k devido ao aumento da rotação. Na Figura 7.15.(b) há um aumento de P_k de 70%, principalmente próximo à saída do canal, pois, além do aumento da velocidade angular, há aumento da vazão entre os discos. Desta forma, os gradientes de velocidade próximos às paredes são elevados e faz com que P_k seja mais elevado nesta região.

A energia cinética turbulenta (k) é mostrada nas Figuras 7.16 e 7.17. Nas Figuras 7.18 e 7.19 mostra-se a dissipação de energia cinética turbulenta (ϵ). A energia cinética turbulenta foi adimensionada pelo quadrado da velocidade de atrito (u_t^2). A dissipação foi adimensionada com a dissipação na subcamada viscosa ($y^+ < 5$), que é diretamente proporcional à quarta potência da velocidade de atrito e inversamente proporcional à viscosidade molecular. Pode-se observar que a energia cinética turbulenta e a dissipação são máximas na região próxima à parede, apresentando uma queda rápida conforme se afasta. Para $y^+ \rightarrow \infty$, k tende a um valor finito e ϵ tende a zero. O aumento da vazão e da rotação não alterou significativamente a relação k/u_t^2 , havendo apenas alterações na forma com que o perfil se desenvolve com y^+ . Para a relação $\frac{\epsilon \mu}{\rho u_t^4}$, quando $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ o valor máximo é 17% superior aos dos outros casos, havendo também influência da vazão e rotação no desenvolvimento dos perfis.

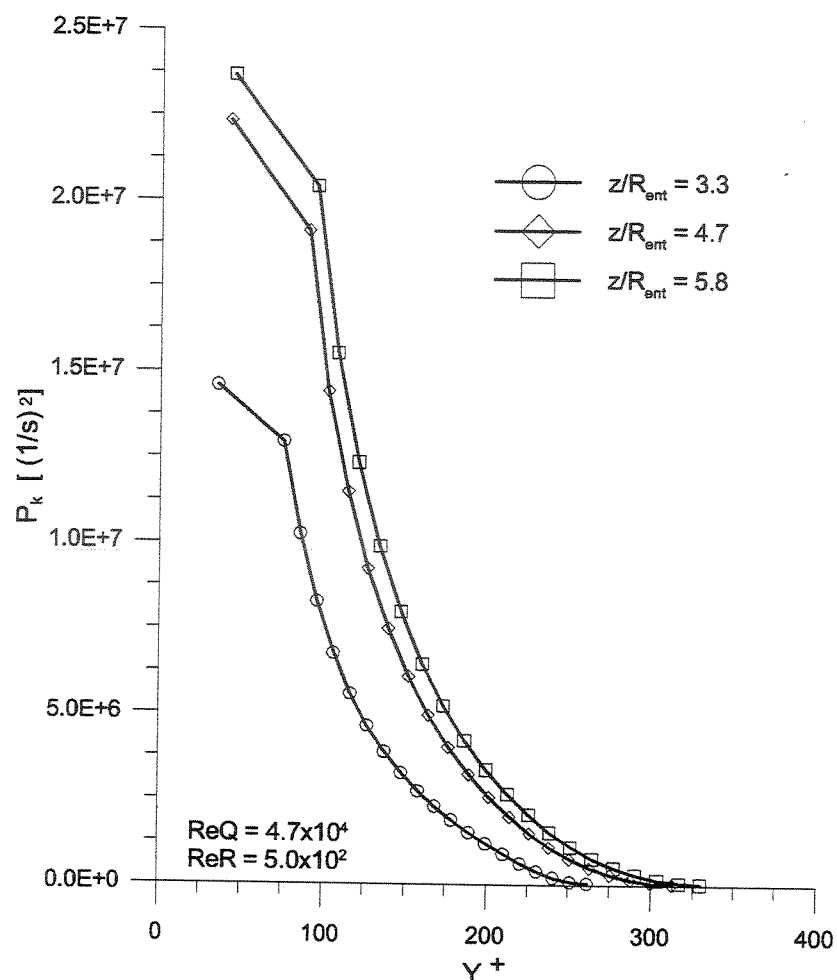


Figura 7.14 - Termo das derivadas da produção de energia cinética turbulenta para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) usando o modelo k- ϵ padrão.

A Figura 7.20 e Figura 7.21 apresentam uma comparação para a parede lisa e rugosa da energia cinética turbulenta e da dissipação de energia cinética turbulenta, respectivamente. As escalas adotadas para adimensionar foram às mesmas dos casos anteriores. Nota-se que não há grandes diferenças entre os valores para estas duas propriedades nos dois casos e que os valores da energia cinética turbulenta tendem a um valor finito quando y^+ cresce. Os valores da dissipação viscosa tendem a zero.

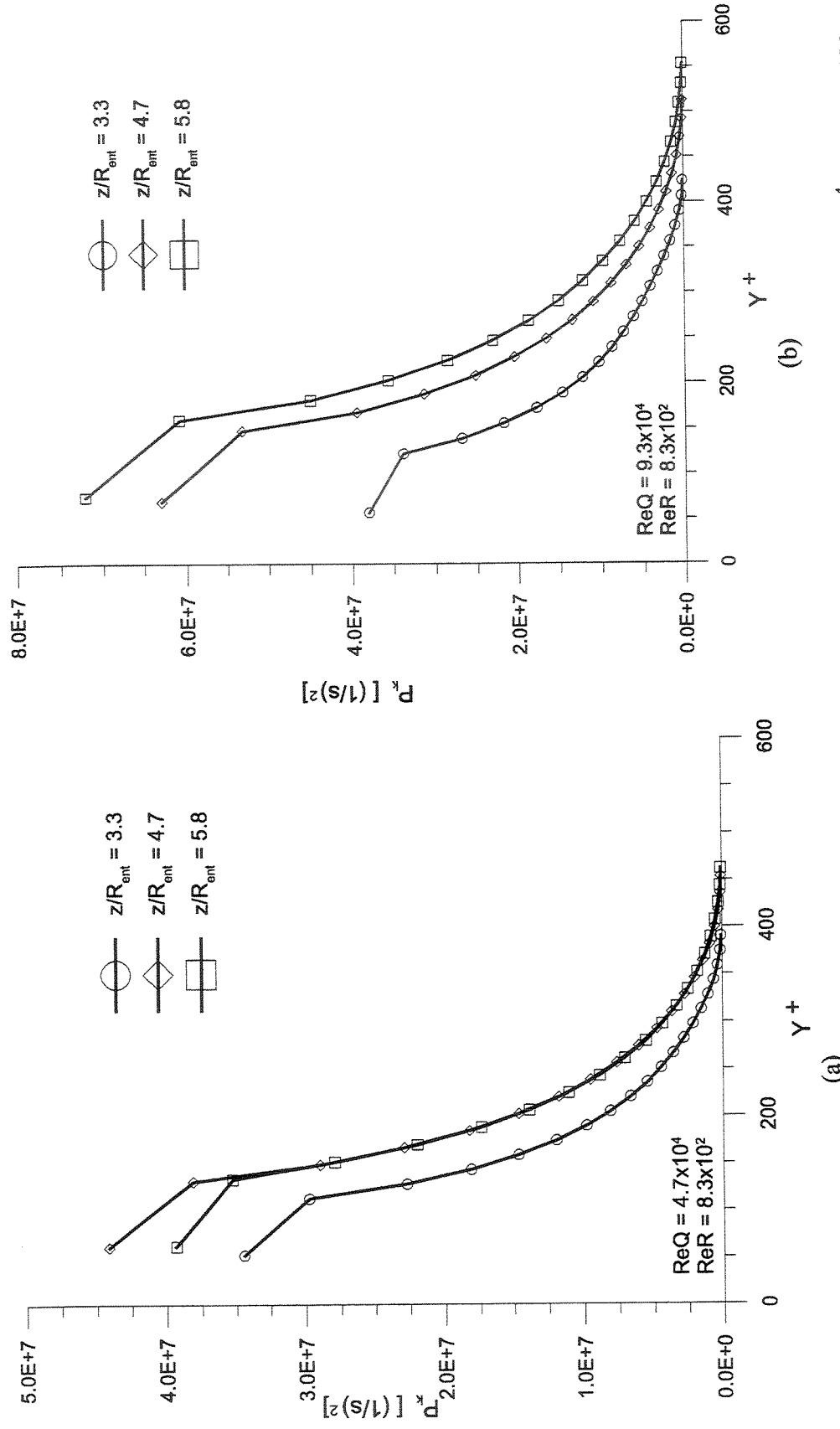


Figura 7.15 - Termo das derivadas da produção de energia cinética turbulenta para: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (b) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) usando o modelo $k-\epsilon$ padrão.

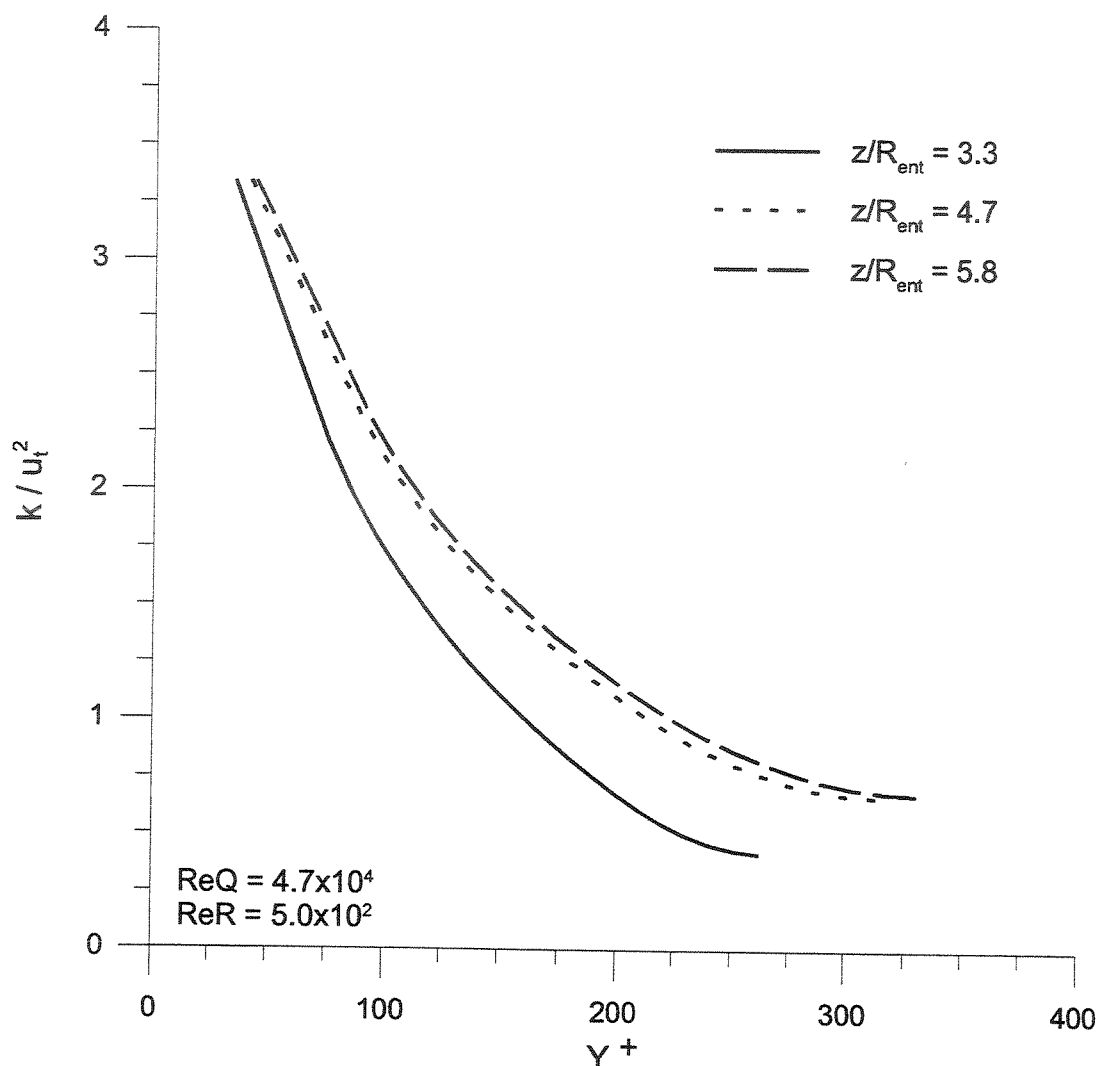


Figura 7.16 - Perfil de energia cinética turbulenta por y^+ , adimensionado pelo quadrado da velocidade de atrito, para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) usando o modelo $k-\epsilon$ padrão.

As Figuras 7.22 e 7.23 apresentam a produção de energia cinética turbulenta ($\mu_t P_k$) adimensionada pelo produto da dissipação de energia cinética turbulenta pela densidade do fluido. Observa-se que em $y^+ = 120$ para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$, em $y^+ = 200$ para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ e em $y^+ = 250$ para $ReQ = 49.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ há um maior equilíbrio entre a produção e a dissipação. Este comportamento é típico da região logarítmica e satisfaz a hipótese de equilíbrio local. Desta forma, tanto a rotação quanto a vazão fazem com que a situação de equilíbrio local se desloque para o meio do canal.

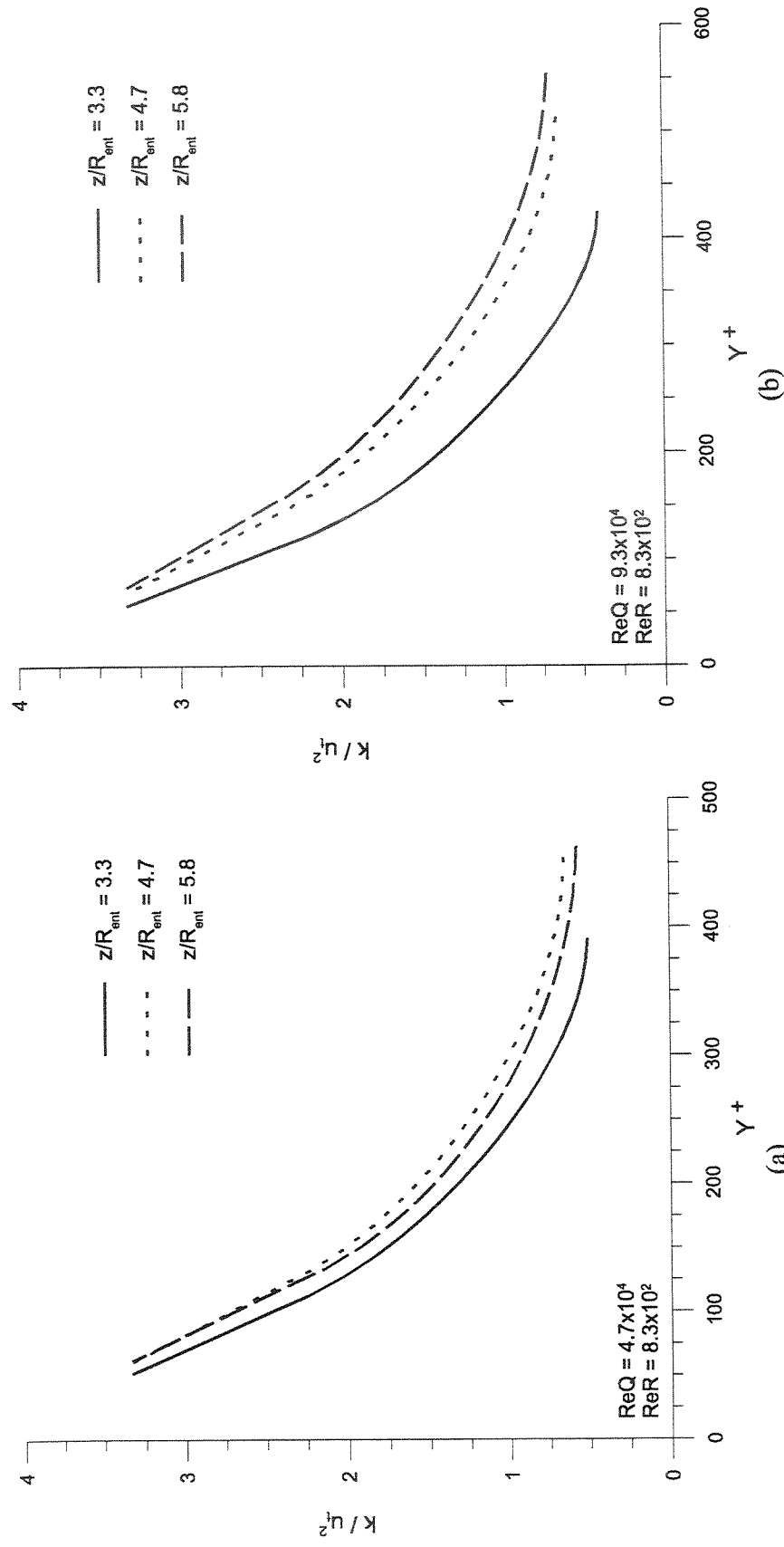


Figura 7.17 - Perfil de energia cinética turbulenta por y^+ , adimensionado pelo quadrado da velocidade de atrito, para: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (b) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) usando o modelo k-e padrão.

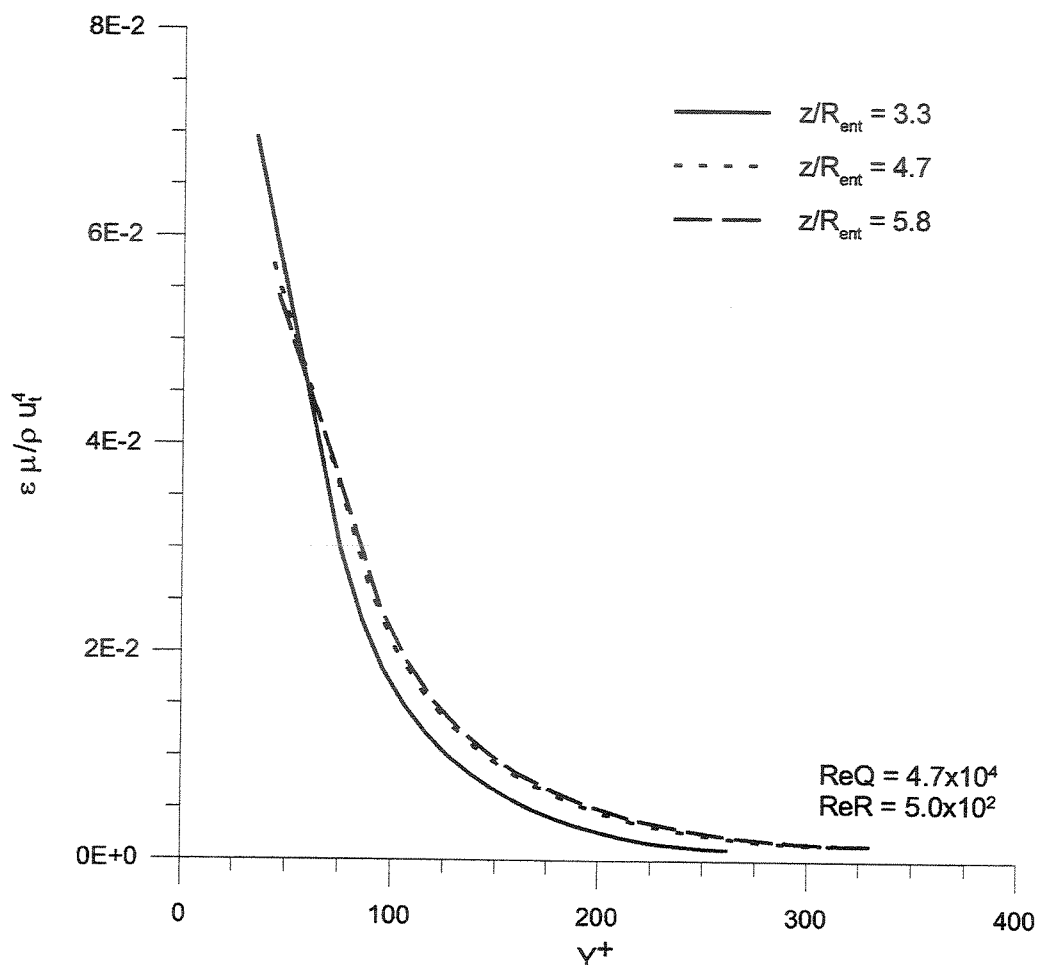


Figura 7.18 - Perfil da dissipação da energia cinética turbulenta, adimensionalizada com a dissipação na subcamada viscosa, para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) usando o modelo $k-\epsilon$ padrão.

A análise dos perfis é importante para visualizar o comportamento das grandezas em seções transversais pré-determinadas. Entretanto, como os escoamentos turbulentos são fortemente não lineares, pode-se não detectar uma característica importante em uma região específica durante o estudo paramétrico. Desta forma, é necessária uma análise dos campos das grandezas estudadas para se verificar a consistência dos resultados analisados. A seguir, se apresentará este estudo. Foram escolhidas seis grandezas para serem apresentados os campos, sendo elas: pressão (p), viscosidade turbulenta (μ_t), velocidade radial (W) e tangencial (U), energia cinética (k) e dissipação de energia cinética (ϵ) turbulenta. Estas grandezas são apresentadas nos gráficos na forma adimensional, seguindo a mesma adimensionalização utilizada para os perfis. O superescrito * é utilizado nos gráficos de campo para representar a variável adimensional.

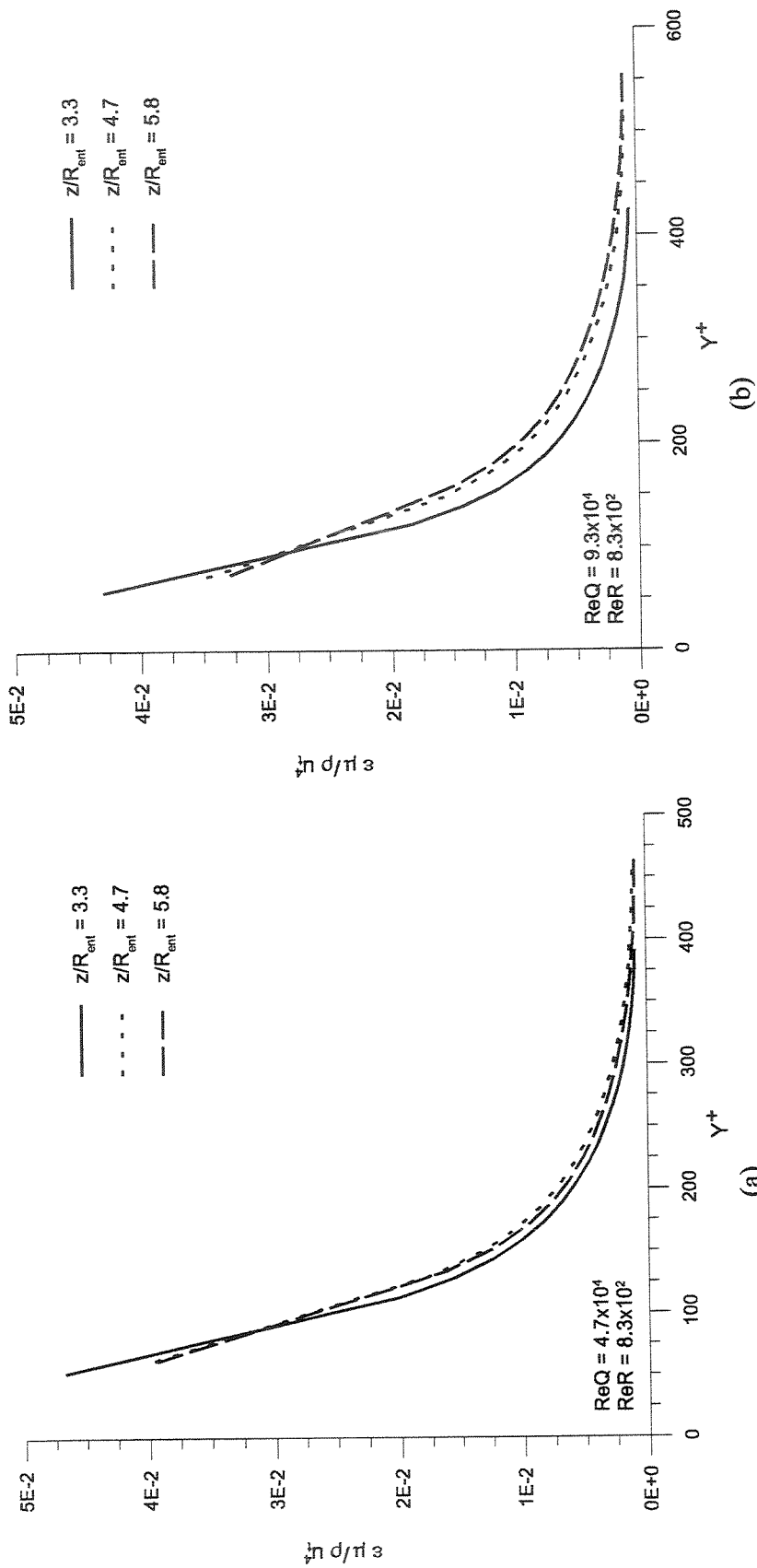


Figura 7.19 - Perfil da dissipação da energia cinética turbulenta, adimensionada com a dissipação na subcamada viscosa, para: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (b) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) usando o modelo k- ϵ padrão.

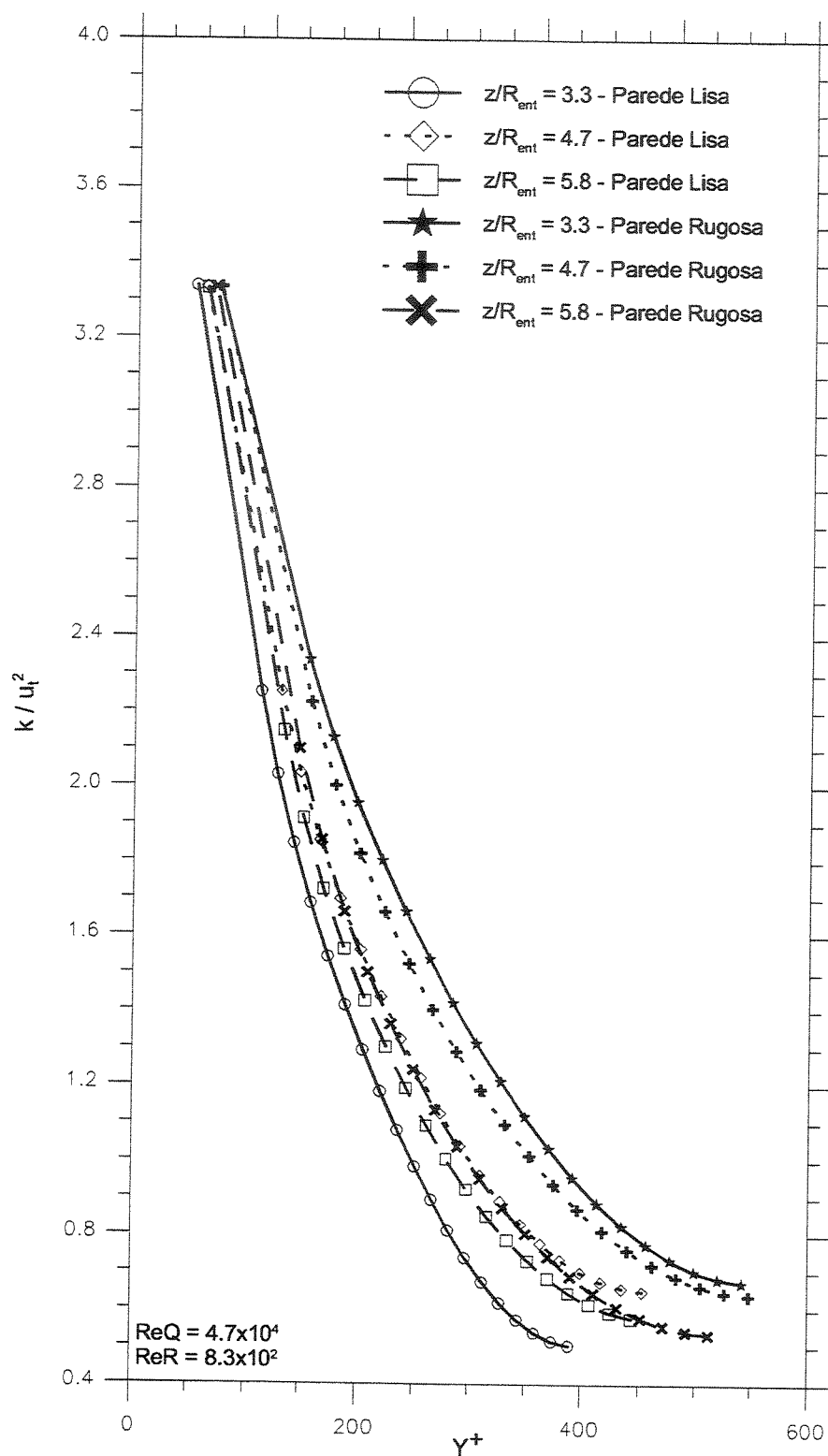


Figura 7.20 - Comparação para parede lisa e rugosa da energia cinética turbulenta (modelo k - ε padrão).

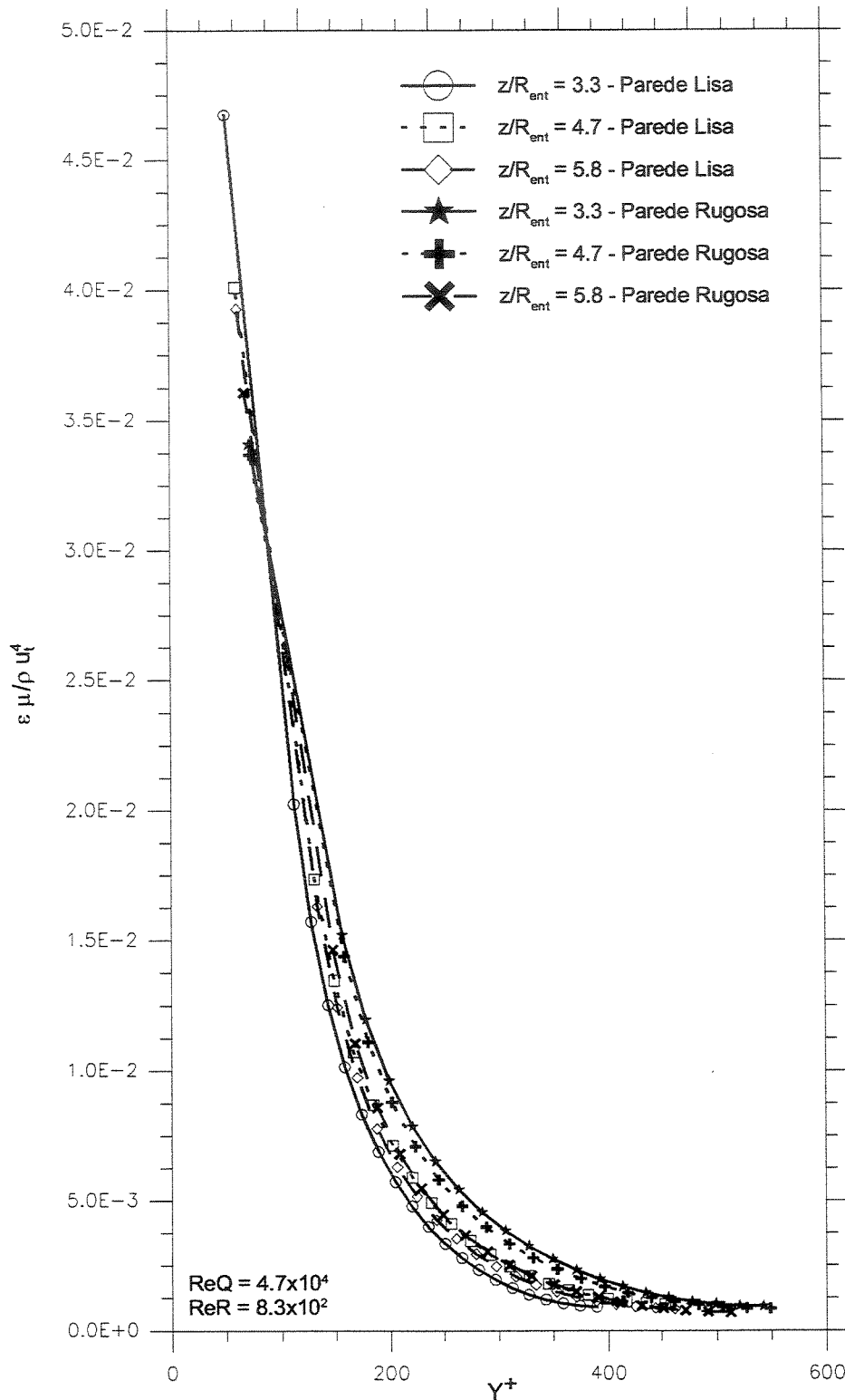


Figura 7.21 - Comparação para parede lisa e rugosa da dissipação da energia cinética turbulenta (modelo k-ε padrão).

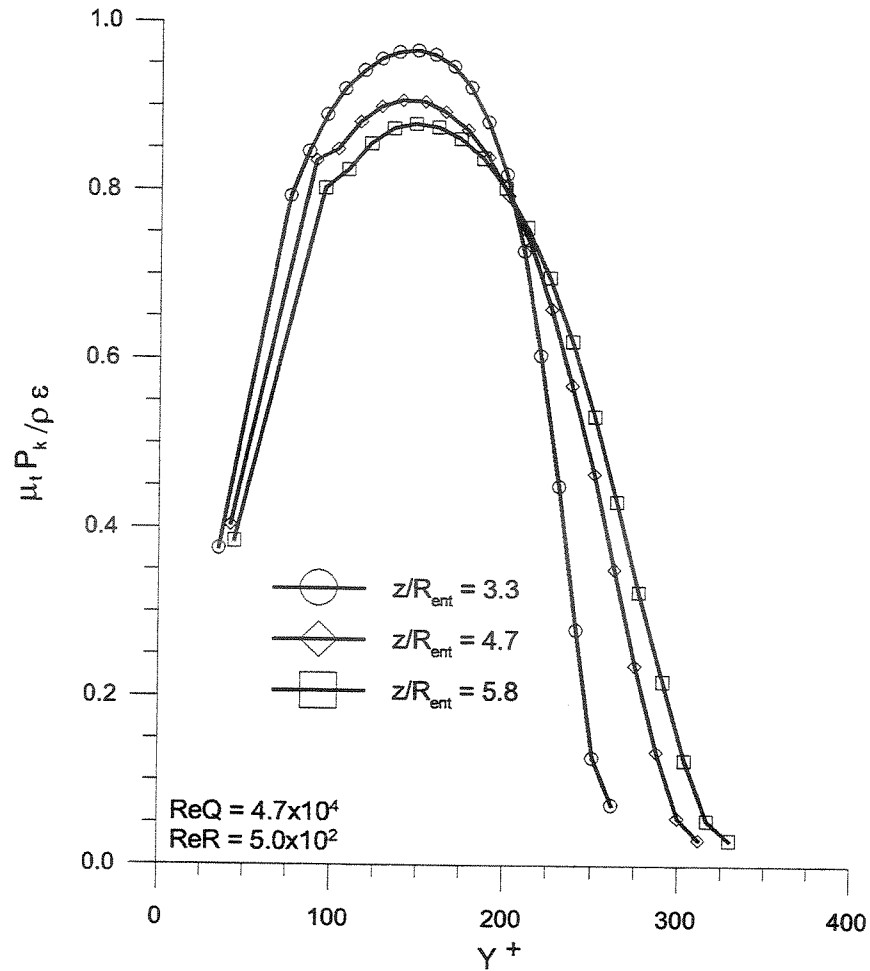


Figura 7.22 - Produção de energia cinética turbulenta ($\mu_t P_k$) adimensionado pela dissipação de energia cinética turbulenta em função de y^+ , para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ ($ReR/ReQ = 1.1 \times 10^{-2}$) usando o modelo $k-\varepsilon$ padrão.

A Figura 7.24 apresenta os campos para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ para as grandezas selecionadas. Pode-se observar na Figura 7.24.(a) que a pressão não apresenta variações na direção axial, apresentando apenas variações na direção radial. Os maiores gradientes se concentram na entrada e na saída do canal, enquanto no meio do canal não há grandes gradientes. Este comportamento também pode ser visualizado pela Figura 7.1.

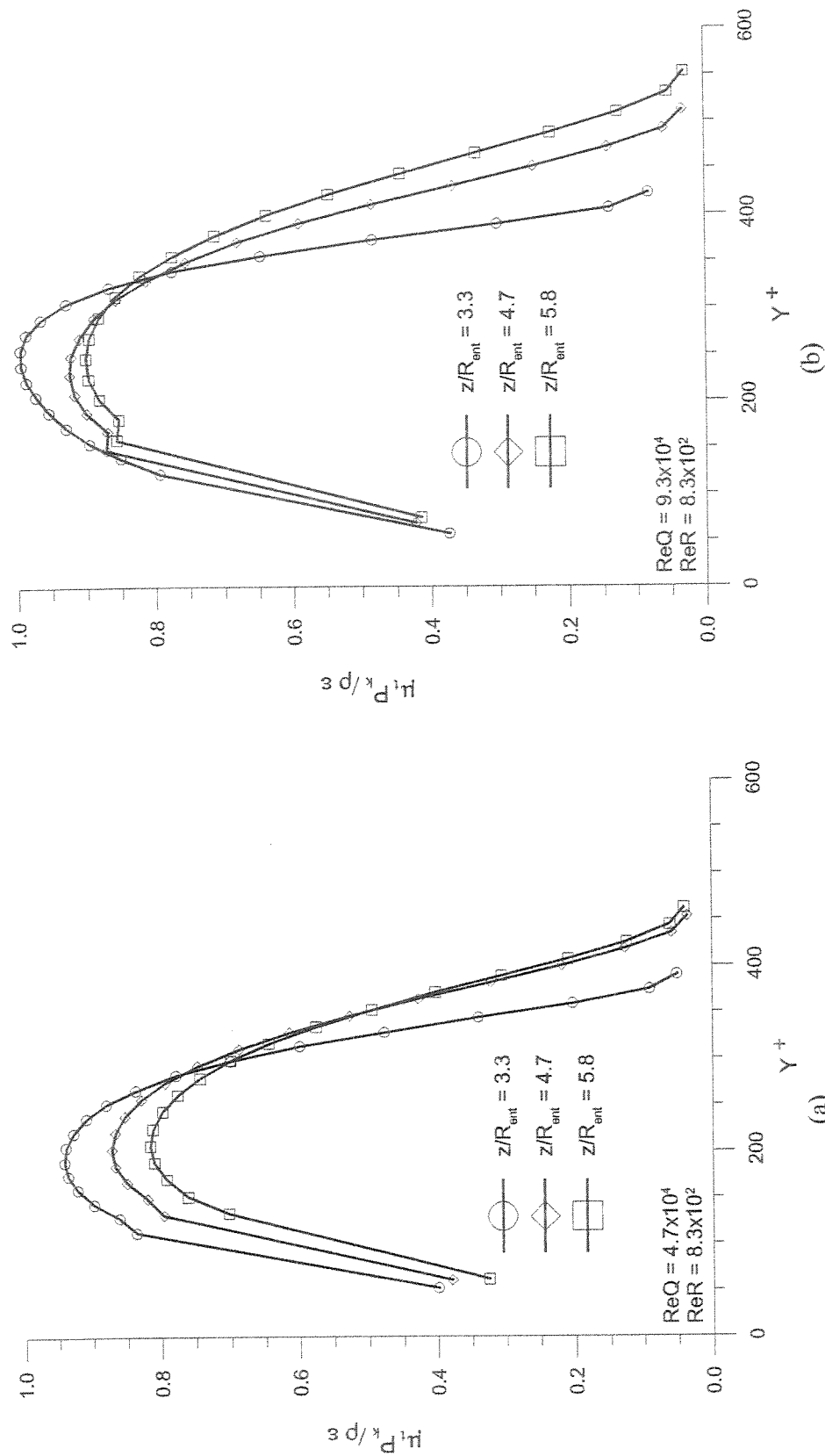


Figura 7.23 - Produção de energia cinética turbulenta ($\mu_t P_k$) adimensionado pela dissipação de energia cinética turbulenta em função de y^+ , para: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 1.8 \times 10^{-2}$); (b) $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ ($ReR/ReQ = 0.9 \times 10^{-2}$) usando o modelo k- ϵ padrão.

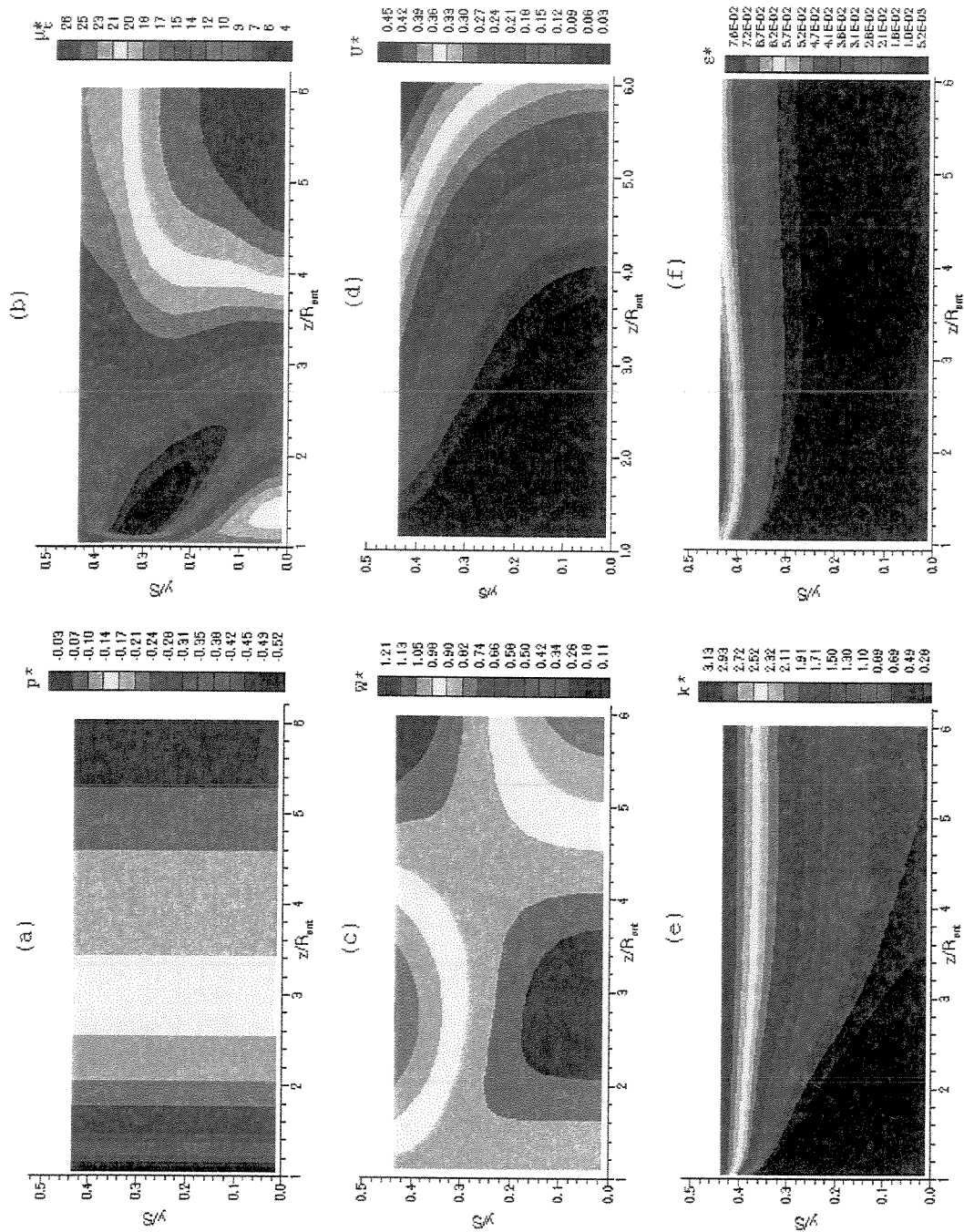


Figura 7.24 - Campos adimensionais de (a) pressão, (b) viscosidade turbulenta, velocidade (c) radial e (d) tangencial, (e) energia cinética turbulenta e (f) dissipação de energia cinética turbulenta para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$, usando o modelo $k-\epsilon$ padrão.

O campo para a velocidade radial é mostrado na Figura 7.24.(c), onde se observa que, o fluido próximo à parede é desacelerado e na região central é acelerado. Este comportamento ocorre até cerca de $z/R_{ent} = 3.0$. A partir deste ponto há uma inversão no comportamento, com um aumento da velocidade na região próxima à parede e uma diminuição na central. Para $z/R_{ent} = 4.5$ o perfil de velocidade se torna constante, com a velocidade na região da parede da mesma ordem do centro. Na saída do canal ($z/R_{ent} = 5.8$), o fluido próximo à parede atingiu uma velocidade 21% maior que a velocidade média e no centro há uma diminuição de mesma ordem. Este comportamento é explicado com a ajuda da Figura 7.24.(b), que apresenta o campo para a viscosidade turbulenta.

A partir de $z/R_{ent} = 3.3$, a viscosidade turbulenta próximo à parede aumenta atingindo valores 21% maiores na saída. Este aumento da viscosidade turbulenta com o raio faz com que a taxa de difusão aumente junto à parede próxima à saída do canal e justifica o aumento da velocidade radial. A viscosidade turbulenta não é alta o suficiente para fazer com que o fluido apresente rotação de corpo rígido em nenhum ponto do canal. Até $z/R_{ent} = 5.8$ a velocidade tangencial é menor que 20 e 35% da rotação de corpo rígido no centro e junto à parede do canal, respectivamente. Na saída do canal, há um aumento da velocidade tangencial, atingindo cerca de 30 e 45% da rotação de corpo rígido para a região central e da parede respectivamente,.

A energia cinética turbulenta na região da parede é constante e é próxima do valor assintótico para a região logarítmica. Este resultado é coerente com o modelo $k-\varepsilon$ padrão uma vez que utiliza a lei logarítmica para a velocidade como condição de contorno para a velocidade. Na região próxima à parede, a energia cinética turbulenta é cerca de 11 vezes que a apresentada para o centro do canal, conforme mostra a Figura 7.24.(e). Na Figura 7.24.(f) apresenta-se dissipação de energia cinética turbulenta, onde se verifica que a maior dissipação se concentra próxima a parede e na região da entrada do canal, até $z/R_{ent} = 3$. Nesta posição a dissipação é cerca de 85% maior que na região próxima à parede, mas situada a saída do canal. Em qualquer posição radial e até $y/S = 0.2$, a dissipação é 15 vezes menor que o valor máximo apresentado.

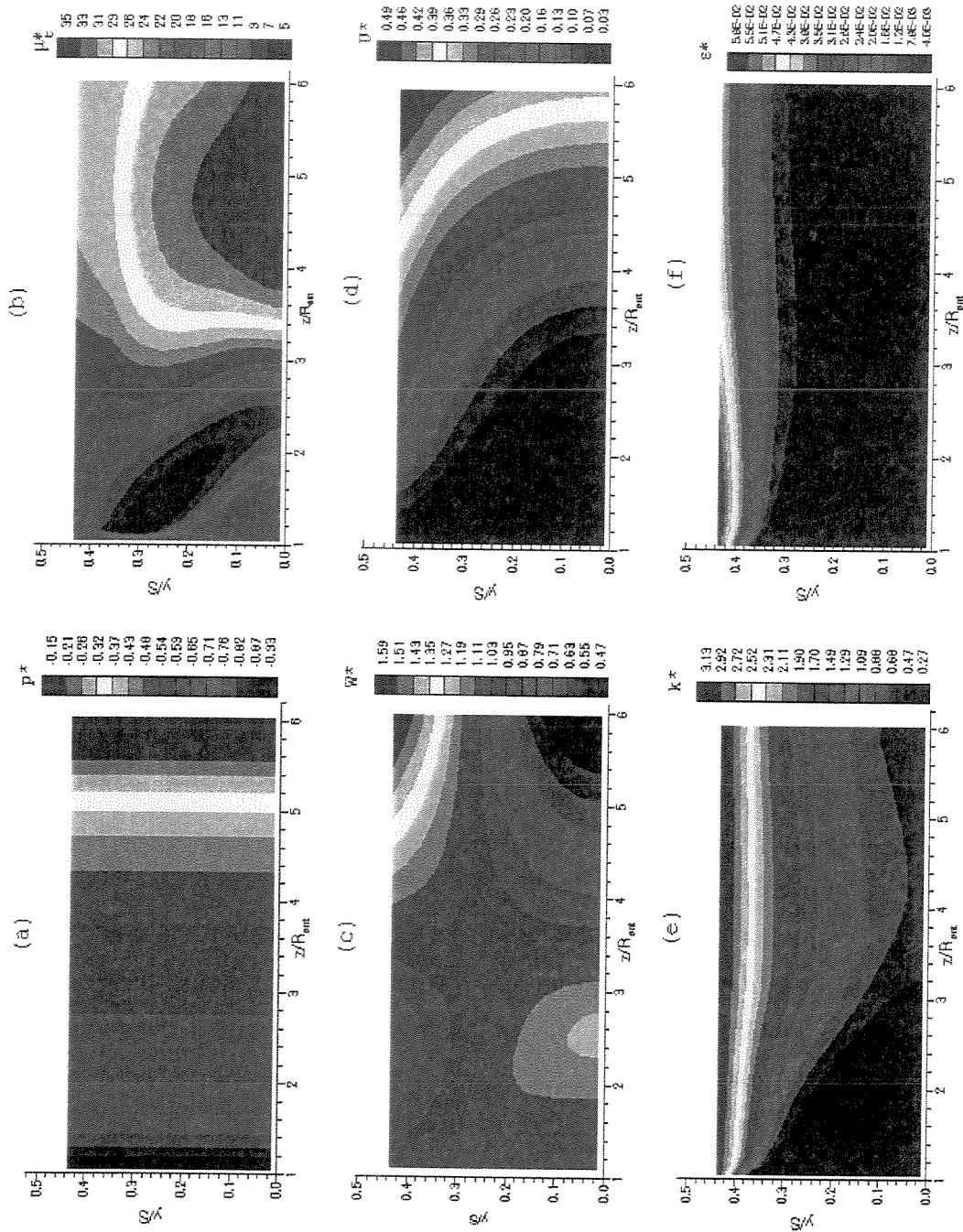


Figura 7.25 - Campos adimensionais de (a) pressão, (b) viscosidade turbulenta, velocidade (c) radial e (d) tangencial, (e) energia cinética turbulenta e (f) dissipação de energia cinética turbulenta para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$, usando o modelo k- ϵ padrão.

A Figura 7.25 apresenta os campos de pressão, viscosidade turbulenta, velocidade radial e tangencial, energia cinética e dissipação de energia cinética turbulenta para o caso de $ReR = 4.7 \times 10^4$ e $ReQ = 830$. Comparando-se estes campos com os apresentados pela Figura 7.24, pode-se obter informações sobre a influência da rotação no comportamento do sistema. Analisando-se a Figura 7.25.(a) pode-se notar que não há gradientes de pressão na direção axial e que o gradiente pressão gerado para $ReR = 830$ é 45% superior ao apresentado para $ReR = 500$. Este fato também pode ser observado pela Figura 7.1.

Para $ReR = 4.7 \times 10^4$ e $ReQ = 830$, a velocidade radial apresenta um comportamento similar ao do caso anterior. Contudo, o aumento da velocidade acontece antes, em $z/R_{ent} = 2.5$, conforme mostra a Figura 7.25.(c). Na figura pode-se observar também que em $z/R_{ent} = 3.4$ o perfil de velocidade é constante novamente e que na saída do canal a velocidade radial próxima à parede é 59% maior que a velocidade média. Há um aumento de 94% na velocidade tangencial no centro do canal e ao longo do comprimento do canal (direção z). Em $z/R_{ent} = 5.8$ há um aumento de 27% na velocidade tangencial ao longo da espessura. Em nenhum ponto do canal o fluido apresenta a rotação de corpo rígido, conforma mostra a Figura 7.25.(b).

Os campos de pressão, viscosidade turbulenta, velocidade radial e tangencial, energia cinética e dissipação de energia cinética turbulenta para $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$ são apresentado na Figura 7.26. O comportamento da velocidade radial é semelhante ao apresentado nos outros dois casos. Até $z/R_{ent} = 3.0$ há uma diminuição da velocidade radial no centro do canal e um aumento na região da parede. Após esta posição a velocidade radial começa a aumentar na região da parede e diminuir na região central, sendo que a rotação dos discos é a responsável pelo aumento da velocidade radial na região da parede, conforme mostra a Figura 7.26.(c). A velocidade tangencial do fluido nunca atinge a rotação de corpo rígido, conforme mostra a Figura 7.26.(d). Como nos outros casos, na entrada do canal o fluido possui uma velocidade tangencial pequena como uma velocidade tangencial com 3% da rotação de corpo rígido ao longo de toda a espessura do canal. Na saída do canal a velocidade tangencial alcança 45% da rotação de corpo rígido próxima à parede e 20% no meio do canal.

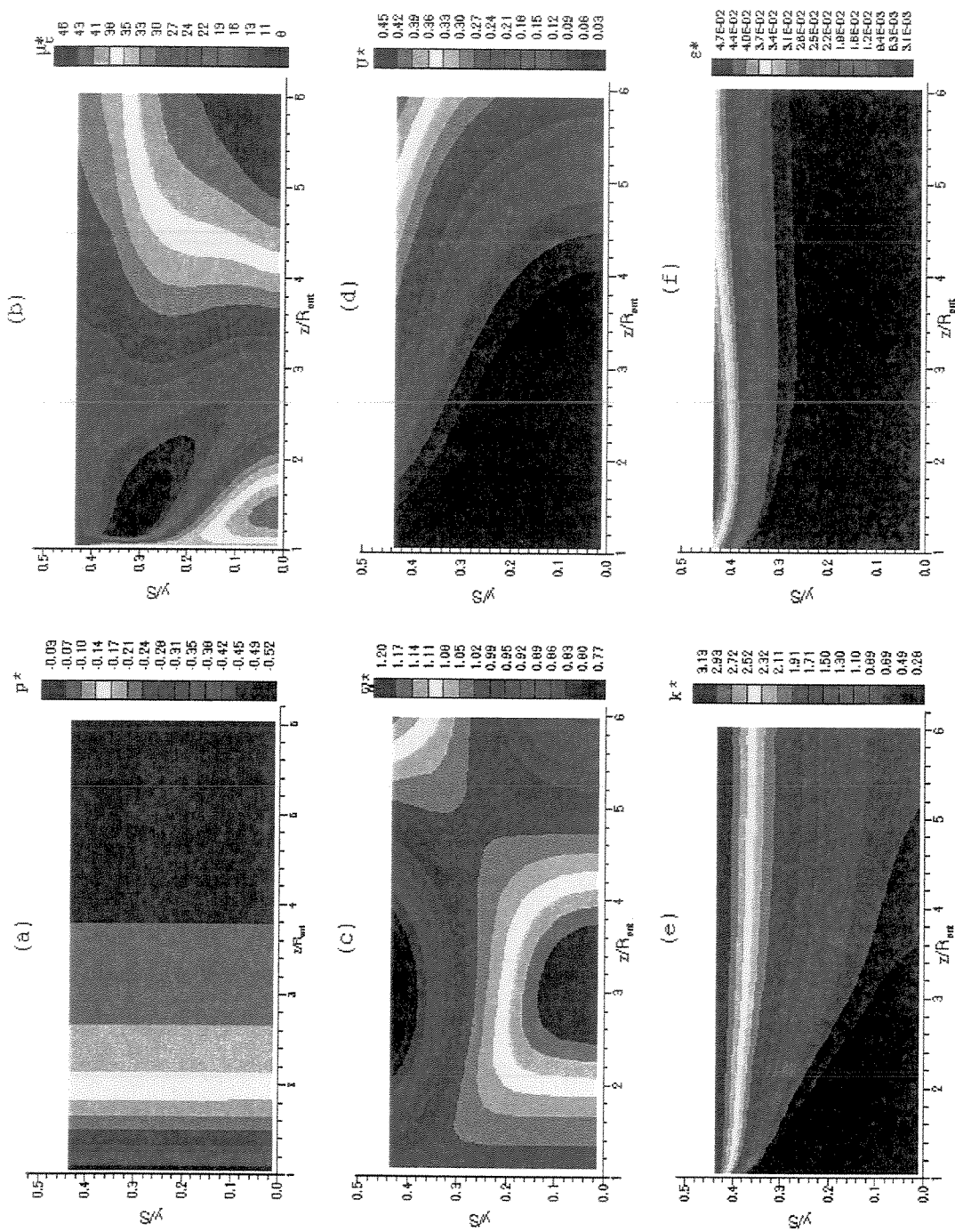


Figura 7.26 - Campos adimensionais de (a) pressão, (b) viscosidade turbulenta, velocidade (c) radial e (d) tangencial, (e) energia cinética turbulenta e (f) dissipação de energia cinética turbulenta para $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$, usando o modelo k- ϵ padrão

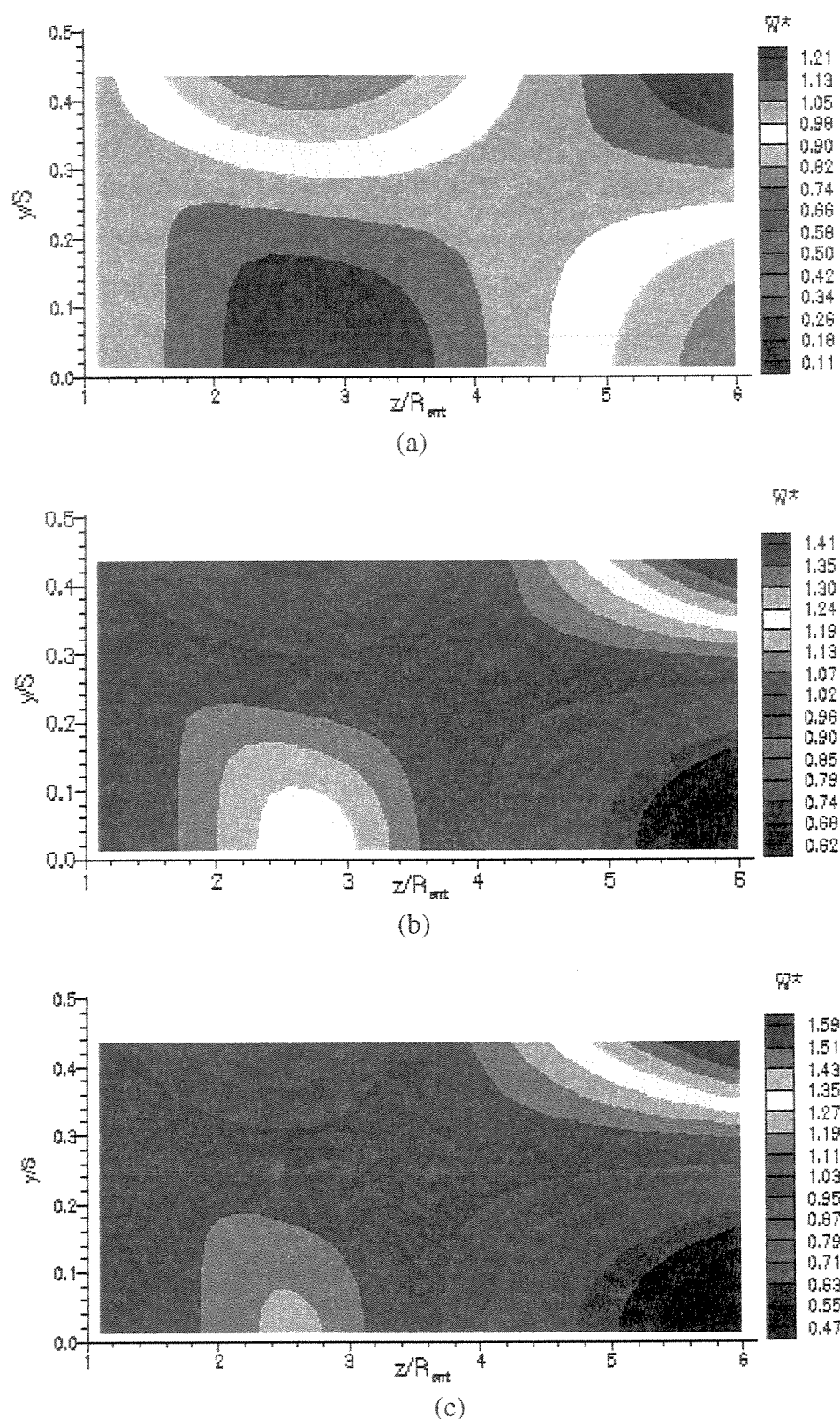


Figura 7.27 – Campo de velocidade radial adimensional quando $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e
(a) $ReR = 500$; (b) $ReR = 670$; (c) $ReR = 830$.

Na Figura 7.27 pode-se analisar o comportamento da velocidade radial quando se aumenta a rotação. A velocidade radial máxima aumenta 17 e 31% quando o ReR aumenta de 500 para 670 e 830 respectivamente. Isso mostra que quanto maior for a rotação, maior será o acréscimo de velocidade. Em ambos os casos, o maior aumento de velocidade ocorreu na saída do canal e próximo a parede. Nos três casos, na região de entrada o escoamento é desacelerado na parede e acelerado no centro. Depois, devido à ação dos discos, há um aumento da velocidade radial próxima à parede e uma desaceleração no centro. Quanto maior for a rotação, menor será o raio para que este fenômeno ocorra. Para $ReR = 500, 670$ e 830 a inversão ocorre em $z/R_{ent} = 3.0, 2.7$ e 2.5 , respectivamente.

Este comportamento é justificado analisando-se a viscosidade turbulenta adimensional nestes casos. Da Figura 7.28 se observa que a viscosidade turbulenta máxima aumenta com a rotação, tendo um aumento de 19 e 35% quando ReR aumenta de 500 para 670 e 830, respectivamente. Em ambos os casos o valor da viscosidade é maior na saída do canal e na região central, sendo que a região da saída do canal ($z/R_{ent} > 4.5$) é onde se apresentam as maiores variações da viscosidade turbulenta. Para a mesma variação de ReR e próxima a parede, mas na saída do canal, a viscosidade tem um aumento de 15 e 30%. Na entrada do canal não há uma variação significativa da viscosidade com a rotação. Para todos os casos, quando $z/R_{ent} = 3.0$, a viscosidade turbulenta é constante ao longo da espessura do canal.

A influência da rotação na dissipação de energia cinética turbulenta é mostrada na Figura 7.29. Pode-se observar que o aumento da rotação faz com que a dissipação máxima diminua com o aumento da rotação. Quando a ReR diminui de 500 para 670 e 830, a dissipação máxima diminui em 18 e 32%, respectivamente. A máxima dissipação para os três ReR testados ocorre na região de entrada e próxima a parede. Em todos os casos testados, para qualquer valor de z/R_{ent} e até $y/S = 0.2$, a dissipação permanece constante, com valores de 5.2×10^{-3} , 4.5×10^{-3} e 4.0×10^{-3} para $ReR = 500, 670$ e 830 , respectivamente. Pode-se observar também que há um deslocamento e uma diminuição da região (na direção do raio) onde a viscosidade é máxima, quando se aumenta ReR . Para $ReR = 500$, a região onde a dissipação é máxima se inicia em $z/R_{ent} = 1.3$ e se estende até 3.0 . Para $ReR = 670$ e 830 , esta região se inicia em $z/R_{ent} = 1.2$ e 1.0 e se estende até $z/R_{ent} = 2.7$ e 2.3 , respectivamente.

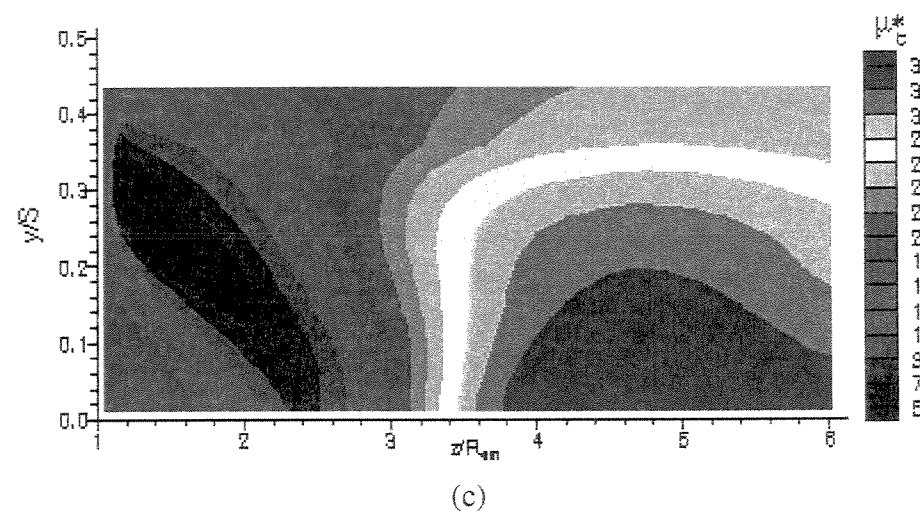
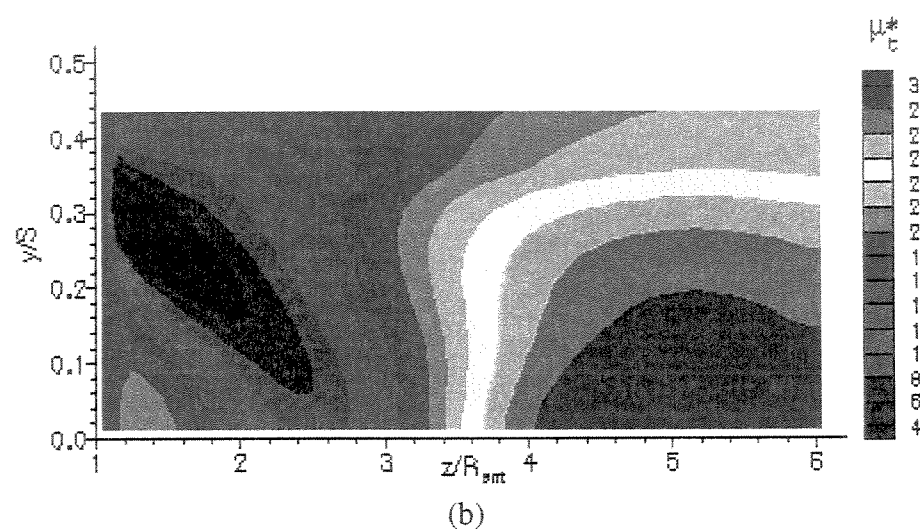
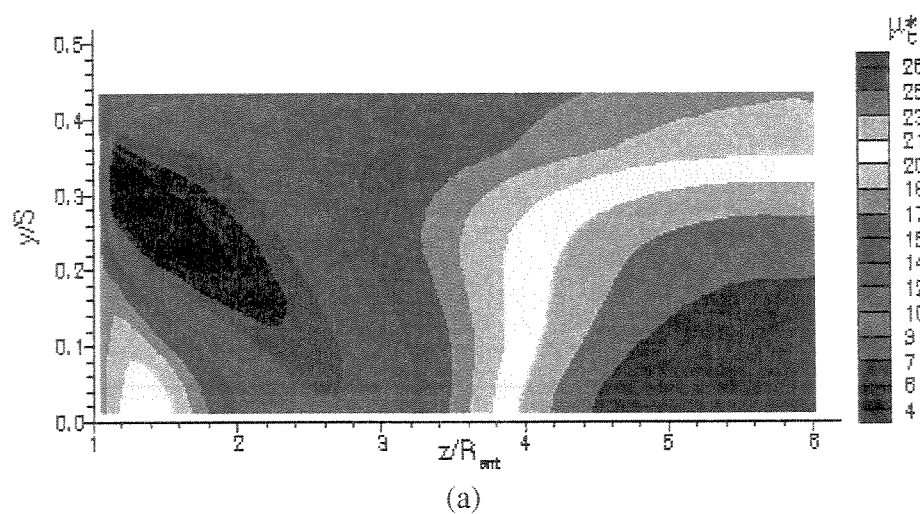


Figura 7.28 – Campo para a viscosidade turbulenta adimensional quando $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e
(a) $ReR = 500$; (b) $ReR = 670$; (c) $ReR = 830$.

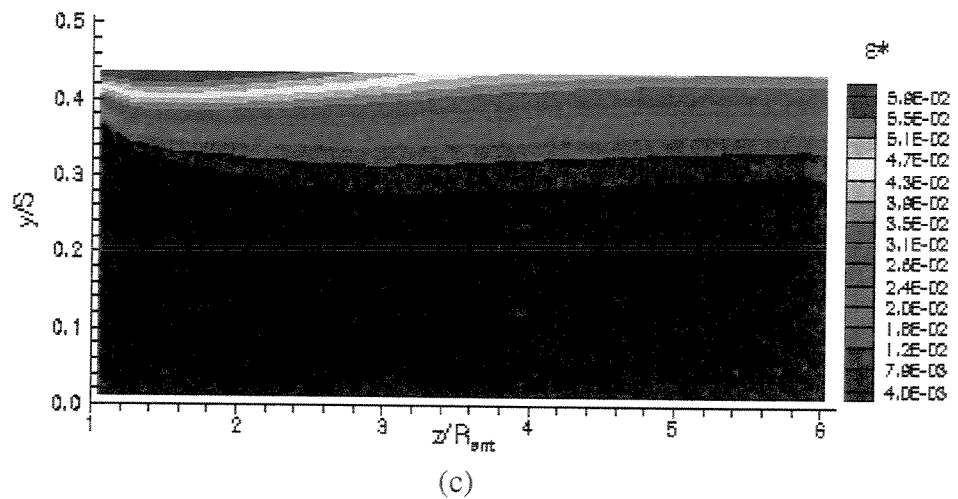
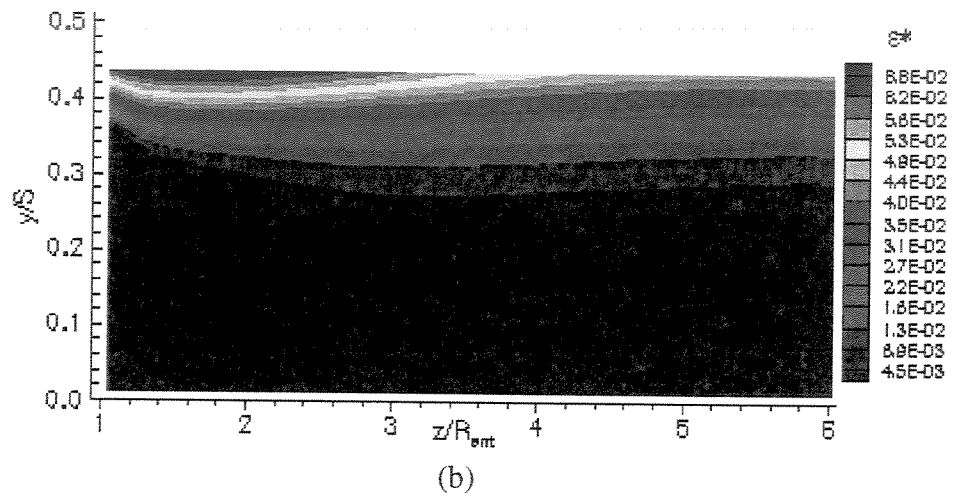
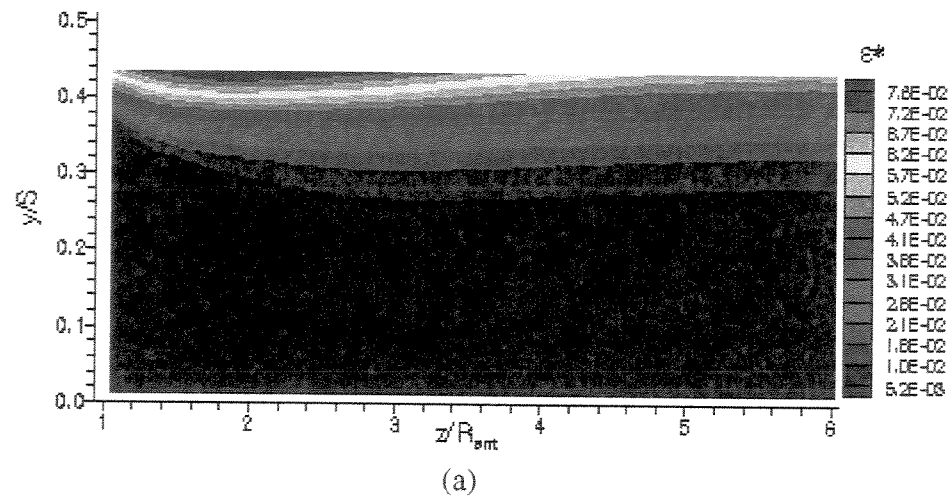


Figura 7.29 – Campo para a dissipação de energia cinética turbulenta adimensional quando: $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e (a) $ReR = 500$; (b) $ReR = 670$; (c) $ReR = 830$.

A Figura 7.30 apresenta a velocidade radial para $ReR = 830$ e variando-se ReQ , e pode ser utilizada para analisar a influência do aumento da vazão. Pode-se observar que conforme a vazão aumenta, a velocidade máxima se desloca da região próxima à parede em direção ao centro do canal. Há também uma diminuição da velocidade máxima, sendo de 24 e 32% para ReQ aumentando de 4.7×10^4 para 7.0×10^4 e 9.3×10^4 , respectivamente. A posição radial para que haja um aumento de velocidade próximo aos discos também aumenta com a vazão. Para ReQ igual 4.7×10^4 , 7.0×10^4 e 9.3×10^4 , a posição z/R_{ent} é igual a 2.5, 2.9 e 3.1, respectivamente. Este comportamento pode ser explicado de forma análoga ao do aumento de rotação uma vez que, quando a vazão ou a rotação aumenta a relação ReR/ReQ se altera.

Quando se altera a vazão e se mantém a rotação constante, não há uma alteração qualitativa significativa no comportamento da viscosidade turbulenta, conforme se observa na Figura 7.31. Há um aumento no valor da viscosidade máxima, sendo de 17 e 31% quando se aumenta ReQ de 4.7×10^4 para 7.0×10^4 e 9.3×10^4 , respectivamente. Os maiores valores para a viscosidade se concentram na região da saída do canal, havendo um aumento significativo desde a entrada em qualquer espessura do canal (posição y/S).

7.2 – RESULTADOS PARA O MODELO DE DUAS CAMADAS

A seguir se apresentarão os resultados obtidos com o modelo de duas camadas. A Figura 7.32 apresenta a distribuição de pressão ao longo do canal formado pelos dois discos em diversas situações de ReR e ReQ , com uma comparação entre os dois modelos de turbulência utilizados. Na Figura 7.32.(a) fixou-se o valor de ReQ e variou-se o valor de ReR e na Figura 7.32.(b) o valor de ReR foi fixo variando-se o valor de ReQ . As combinações de ReR e ReQ testados foram idênticas àquelas testadas no modelo $k-\epsilon$ padrão. Pode-se observar que em todos os casos a pressão gerado pelo modelo de duas camadas foi sempre superior ao do $k-\epsilon$ padrão, sendo as variações mostradas na Tabela 7.2. Observa-se na tabela que a maior diferença para o Δp gerado pelos modelos foi de 4.83% quando $ReR/ReQ = 1.4 \times 10^{-2}$. Entretanto, a forma da distribuição de pressão obtida com os dois modelos é muito próxima.

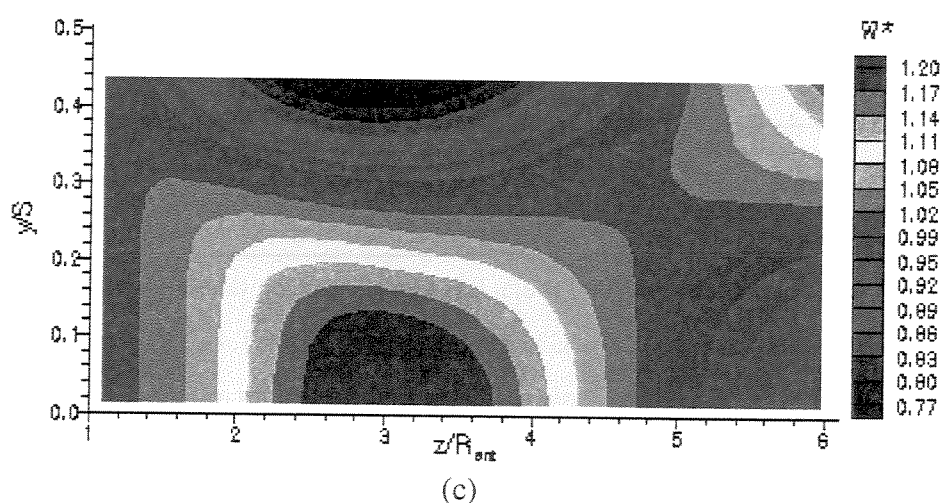
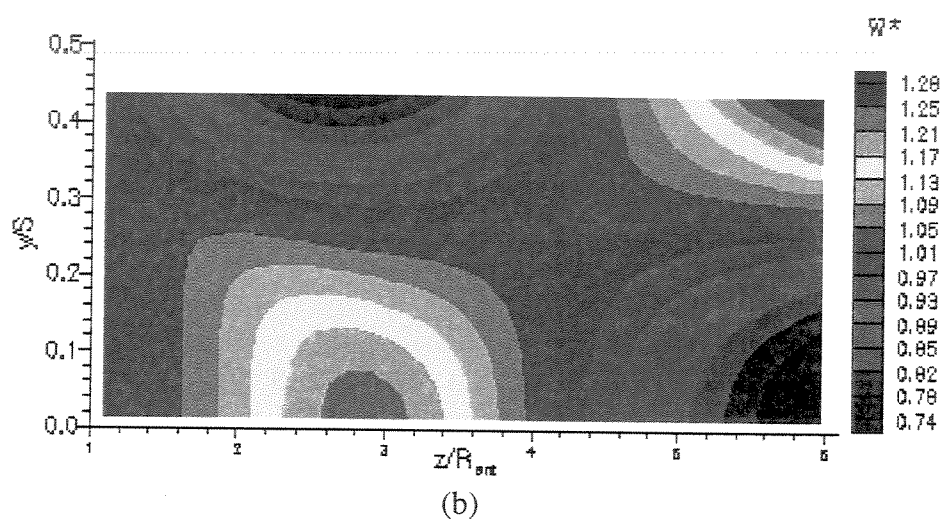
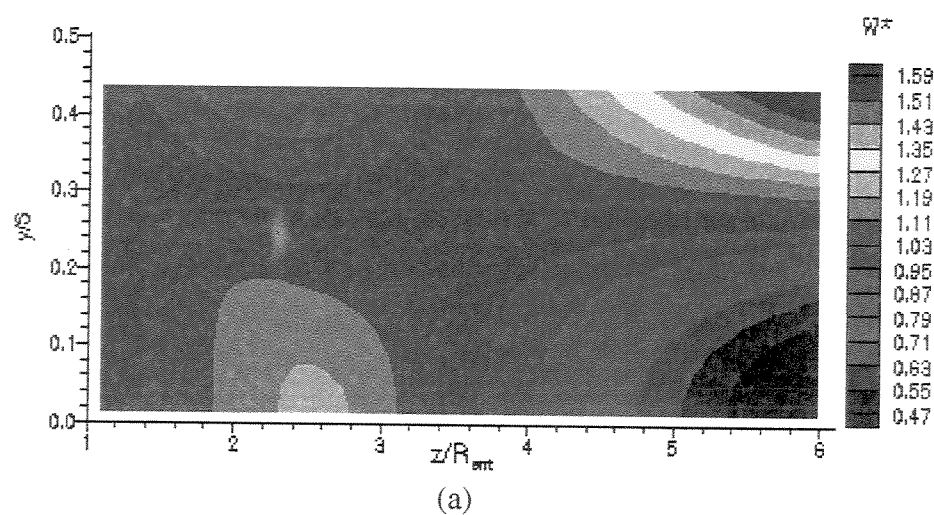


Figura 7.30 - Campo de velocidade radial adimensional quando $ReR = 830$ e
(a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (b) $ReQ = 7.0 \times 10^4$; (c) $ReQ = 9.3 \times 10^4$.

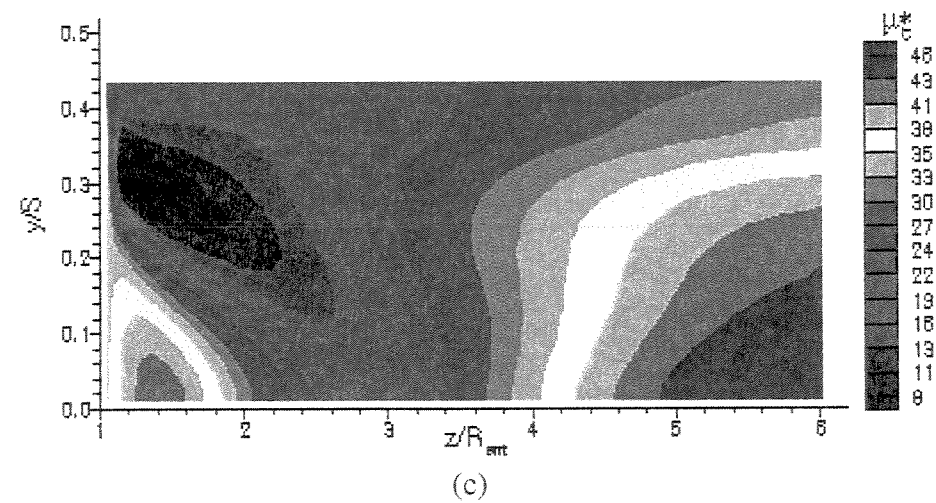
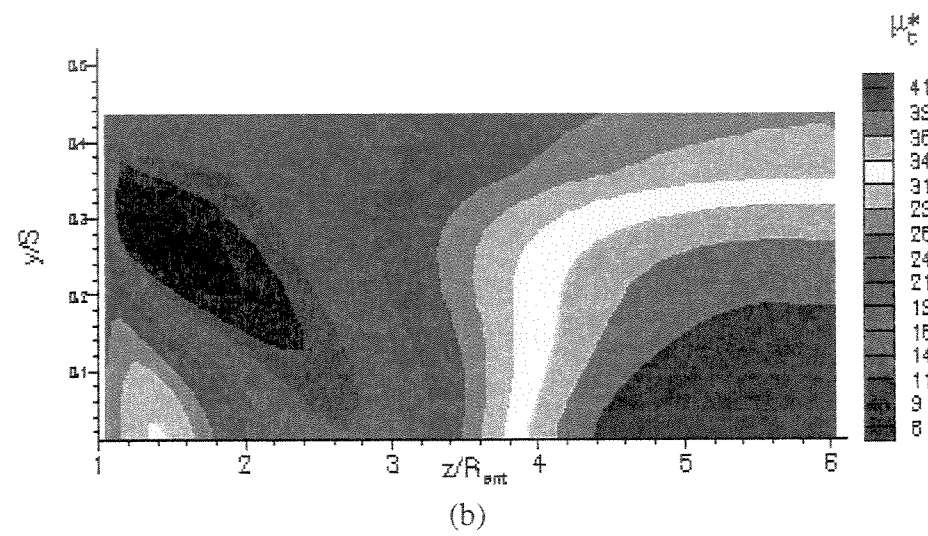
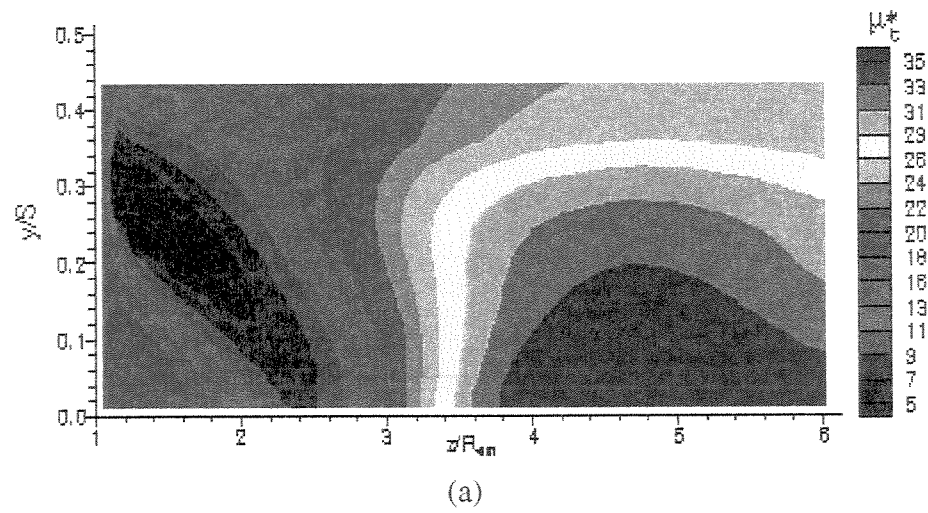


Figura 7.31 - Campo para a viscosidade turbulenta adimensional quando $ReR = 830$ e
 (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (b) $ReQ = 7.0 \times 10^4$; (c) $ReQ = 9.3 \times 10^4$.

Tabela 7.2 – Comparação entre os gradientes de pressão gerados com o modelo k-ε e o de duas camadas.

ReR/ReQ	0.9×10^{-2}	1.1×10^{-2}	1.2×10^{-2}	1.4×10^{-2}	1.8×10^{-2}
$\left(\frac{\Delta p_{\text{duas camadas}} - \Delta p_{\text{k-}\epsilon}}{\Delta p_{\text{duas camadas}}} \right) 100 (\%)$	0.90	1.97	2.56	4.83	4.52

As Figuras 7.33.(a), (b) e 7.34 apresentam uma comparação entre os perfis de velocidade obtidos com o modelo de duas camadas e o k-ε padrão para $ReR = 500$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$, $ReR = 830$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e para $ReR = 830$ e $ReQ = 9.3 \times 10^4$ respectivamente. Pode-se observar uma boa concordância entre os dois modelos para a região do meio do canal ($y/S=0$) até cerca de $y/S = 0.25$, para todas as posições radiais testadas. Após esta posição axial, há divergências entre os valores calculados pelos dois modelos, sendo que os valores obtidos pelo modelo de duas camadas são sempre superiores. Quando $y/S \sim 0.43$ há a maior divergência, sendo que para $ReQ = 4.7 \times 10^4$ em z/R_{ent} é 3.3, 4.7 e 5.8, o desvio é de 5.0, 3.6 e 2.5% para $ReR = 500$ e 6.4, 4.1 e 5.6 % para $ReR = 830$. Para $ReQ = 9.3 \times 10^4$ os desvios nas mesmas posições radiais são de 3.3, 4.0 e 2.5%. Para $y/S > 0.43$ não é possível realizar uma comparação entre os modelos, pois y^+ está abaixo do limite inferior de validade da lei logarítmica ($y^+ < 30$). Para esta região é melhor analisar a velocidade em função das variáveis internas que será apresentada mais adiante.

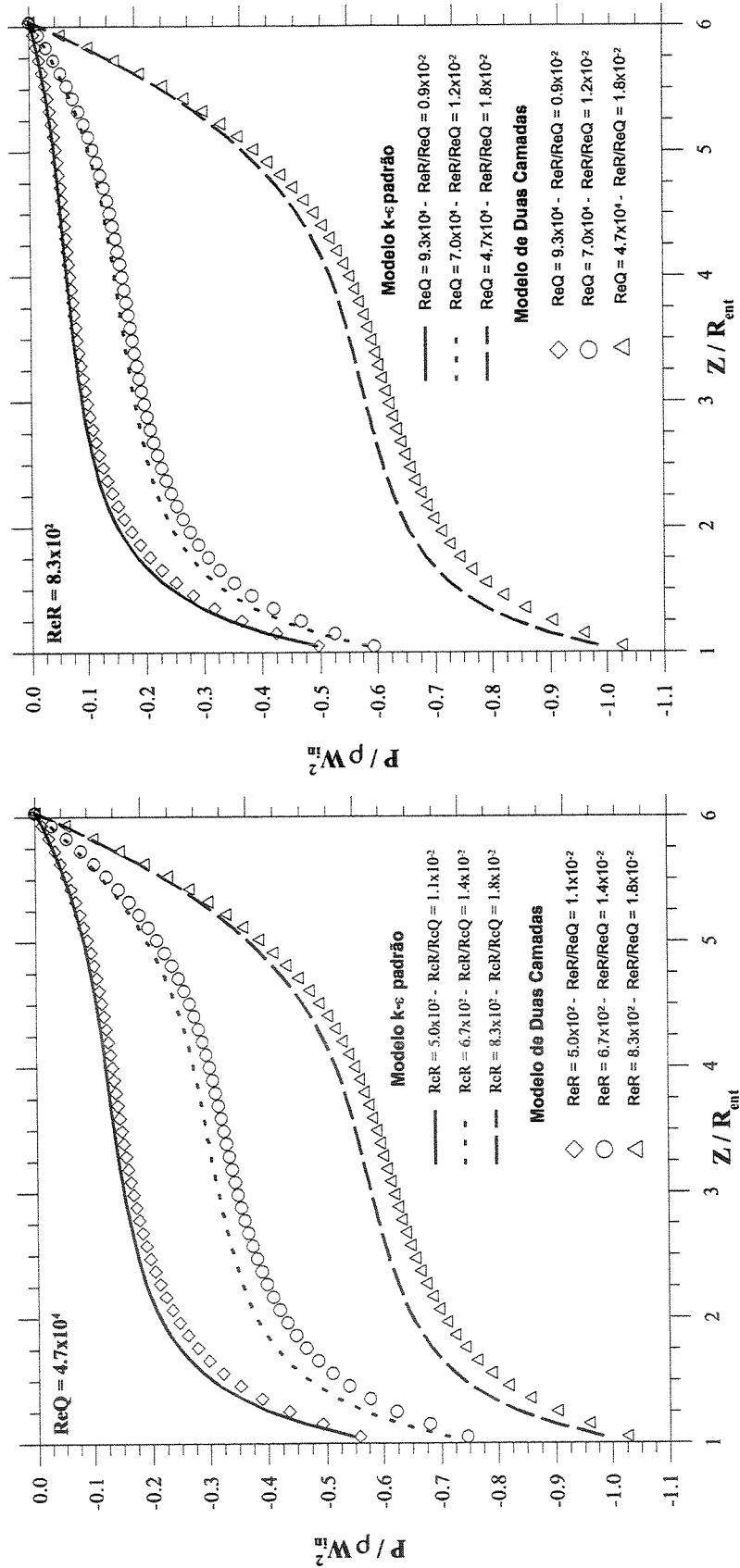


Figura 7.32 - Comparação da variação de pressão ao longo do canal (modelo k- ϵ de duas camadas) para: (a) ReQ fixo em 4.7×10^4 ; (b) ReR fixo em 830.

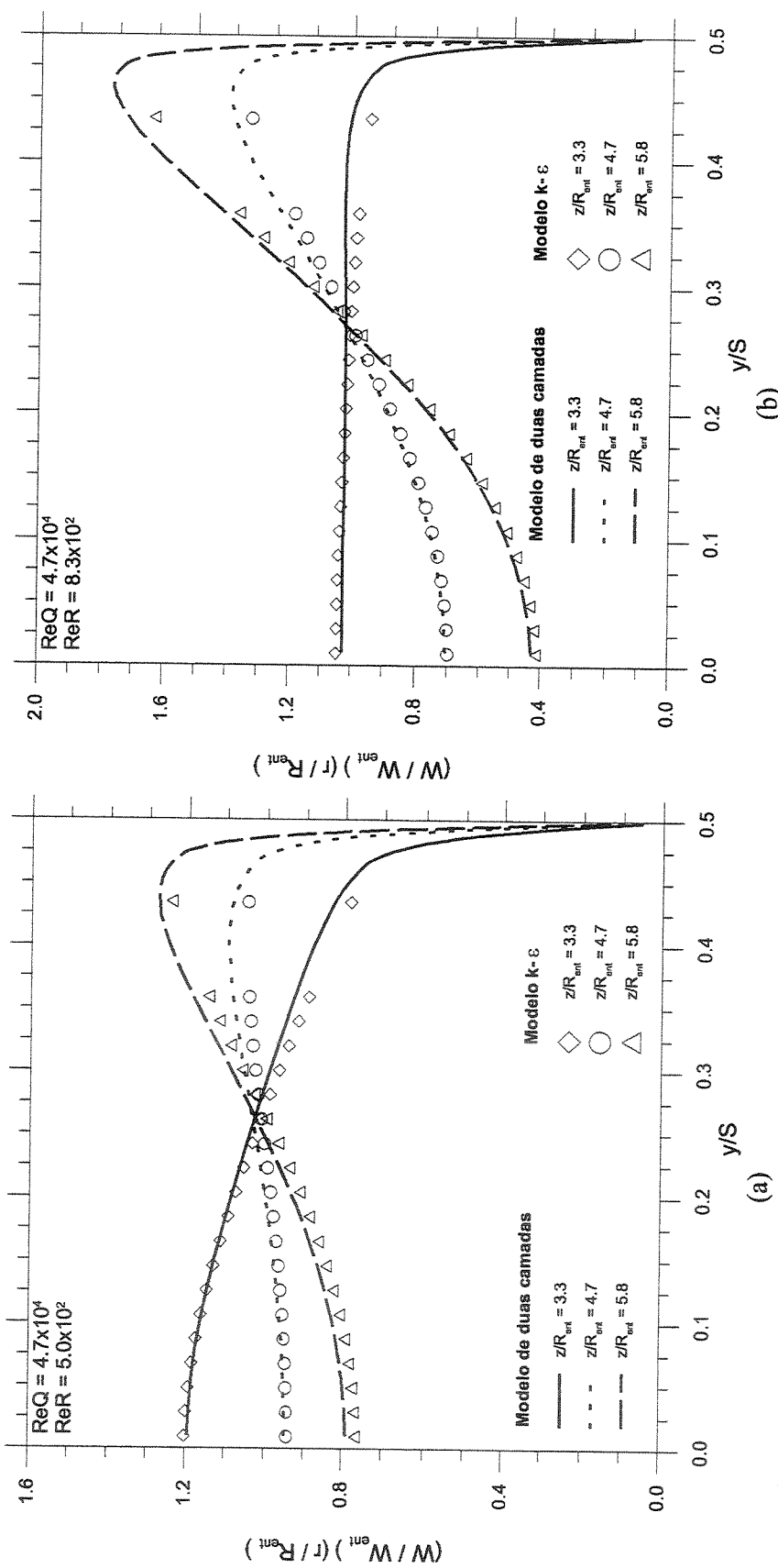


Figura 7.33 – Comparação entre os perfis de velocidade radial obtidos com o modelo de duas camadas e o k-ε padrão para: (a) $ReR = 500$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e (b) $ReR = 830$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$.

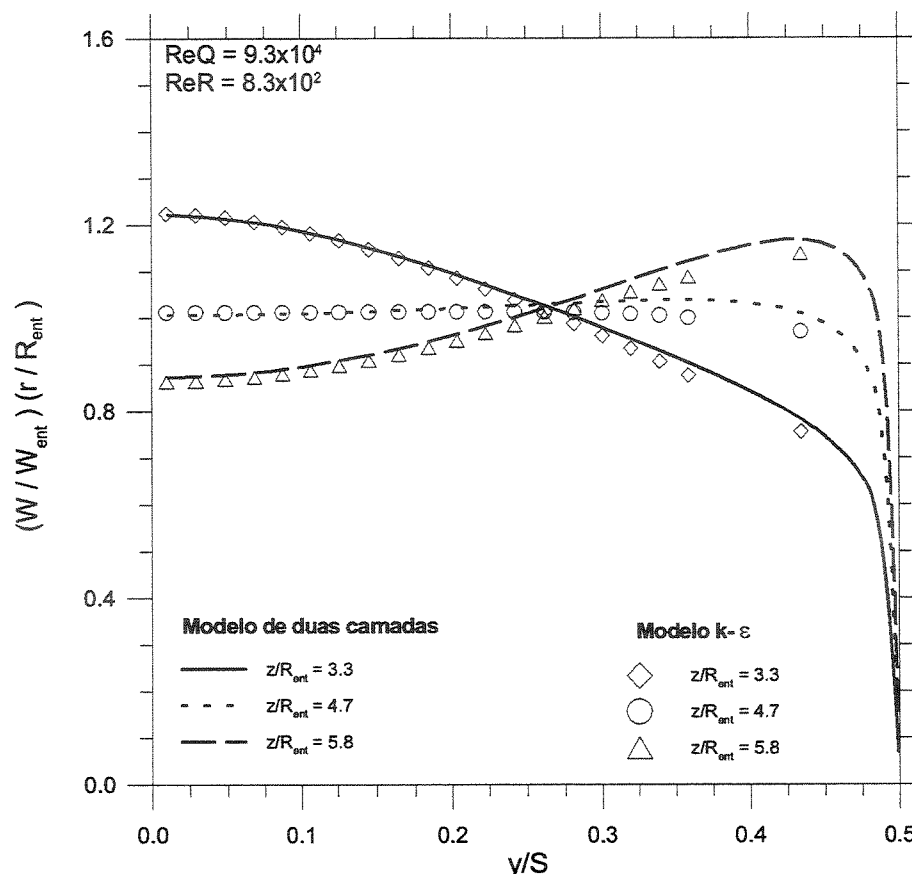


Figura 7.34 - Comparação entre os perfis de velocidade radial obtidos com o modelo de duas camadas e o k- ϵ padrão para $ReR = 830$ e $ReQ = 9.3 \times 10^4$.

As Figuras 7.35, 7.36.(a) e (b) apresentam a comparação entre os perfis de velocidade tangencial obtidos usando o modelo de duas camadas e k- ϵ padrão para $ReR = 500$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$, $ReR = 830$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e para $ReR = 830$ e $ReQ = 9.3 \times 10^4$, respectivamente. Pode-se notar uma boa concordância entre as duas soluções, principalmente para a região fora da região logarítmica. Para a região logarítmica há uma pequena diferença entre o valor calculado a partir do modelo de duas camadas e o k- ϵ padrão, sendo de 9.1, 6.2 e 6.2% para $z/R_{ent} = 3.3, 4.7$ e 5.8, respectivamente, quando $ReR = 500$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$. Para $ReR = 830$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e para $ReR = 830$ e $ReQ = 9.3 \times 10^4$ os desvios são 6.3, 4.8 e 4.4% e 9.0, 5.7 e 5.9% respectivamente, nas mesmas posições radiais. Desta forma, apesar da concordância entre as soluções para a velocidade tangencial ser melhor que a da radial para a região afastada da parede, os desvios entre as soluções na região logarítmica são maiores para a velocidade tangencial.

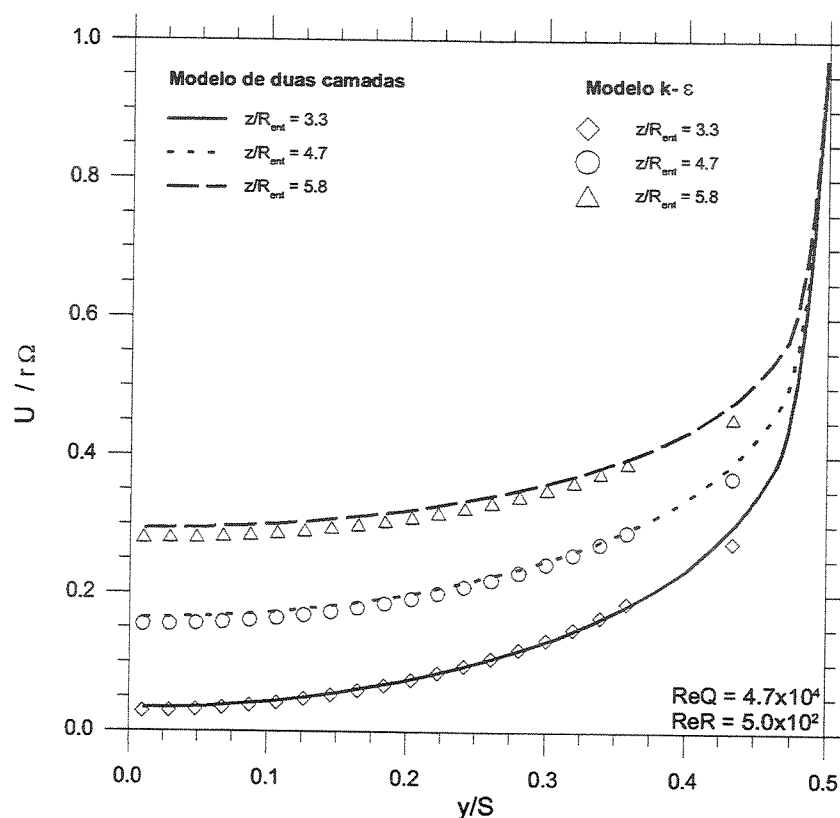


Figura 7.35 - Comparação entre os perfis de velocidade tangencial obtidos com o modelo de duas camadas e o k-ε padrão para $ReR = 500$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$

O comportamento da velocidade na região próxima à parede é mostrado na Figura 7.37, para diferentes valores de ReR e ReQ . Na subcamada viscosa ($y^+ < 5$) o perfil de velocidade obtido com o modelo de duas camadas é coincidente como proposto por SPALDING (1961), para todas as combinações de ReR e ReQ testadas. Para a camada de amortecimento ($5 < y^+ < 30$), os valores calculados para a velocidade, calculados pelo modelo de duas camadas, coincidem com o proposto por SPALDING (1961) até $y^+ < 10$. Após este valor de y^+ , há uma tendência da velocidade calculada ser menor que a prevista por SPALDING (1961). Para a região logarítmica ($30 < y^+ < 190$), também os valores calculados para a velocidade são menores que o previsto por SPALDING (1961) e pela lei logarítmica. Acima de $y^+ = 300$ há uma tendência da velocidade diminuir em relação à prevista. Este comportamento é semelhante ao mostrado por ELKINS e EATON (2000), ITOH e OKADA (1998) e WYGNANSKI et al. (1992).

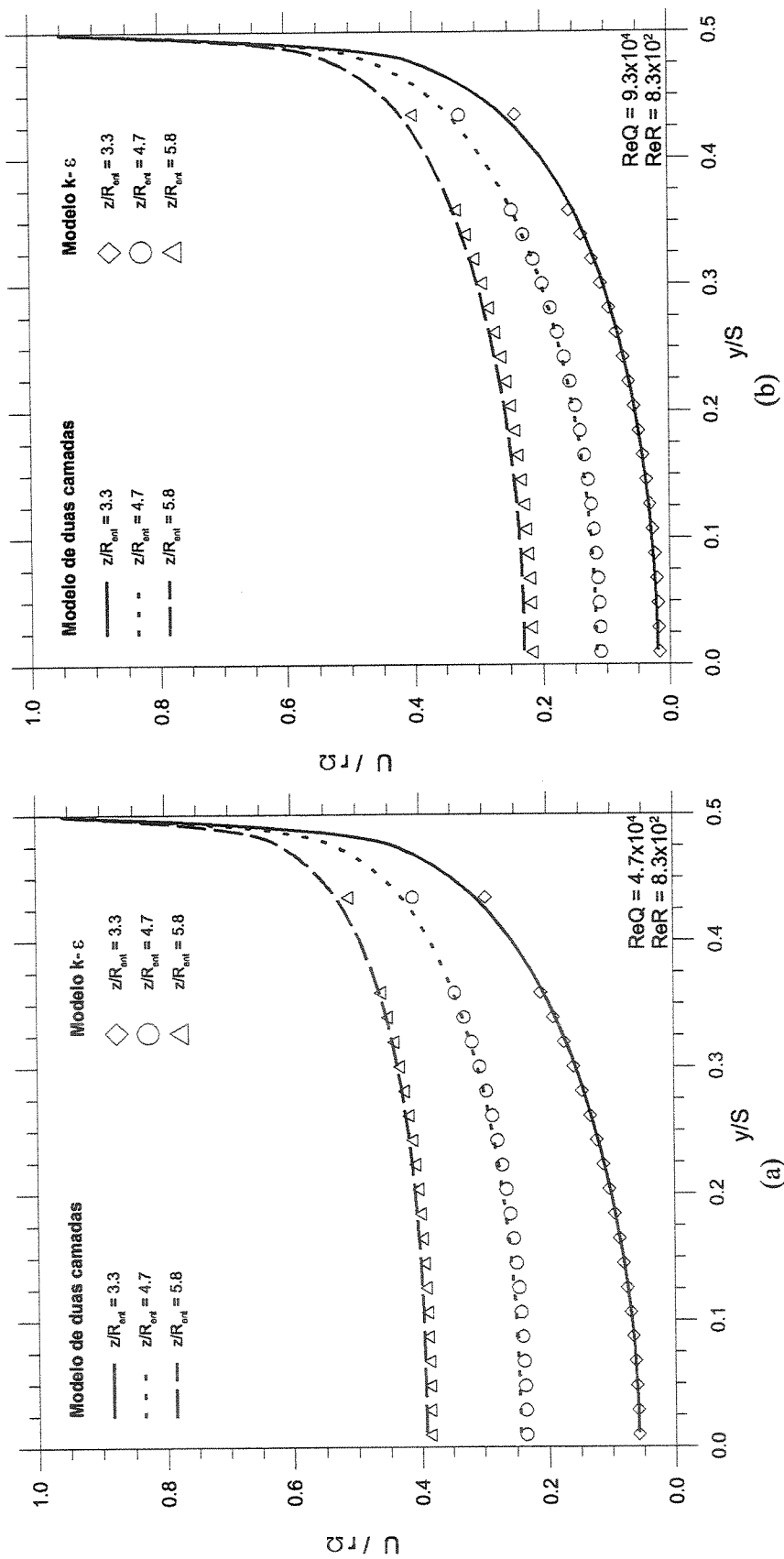


Figura 7.36 - Comparação entre os perfis de velocidade tangencial obtidos com o modelo de duas camadas e o k-ε padrão para: (a) $ReR = 830$ e $ReQ = 4.7 \times 10^4$, (b) $ReR = 830$ e $ReQ = 9.3 \times 10^4$.

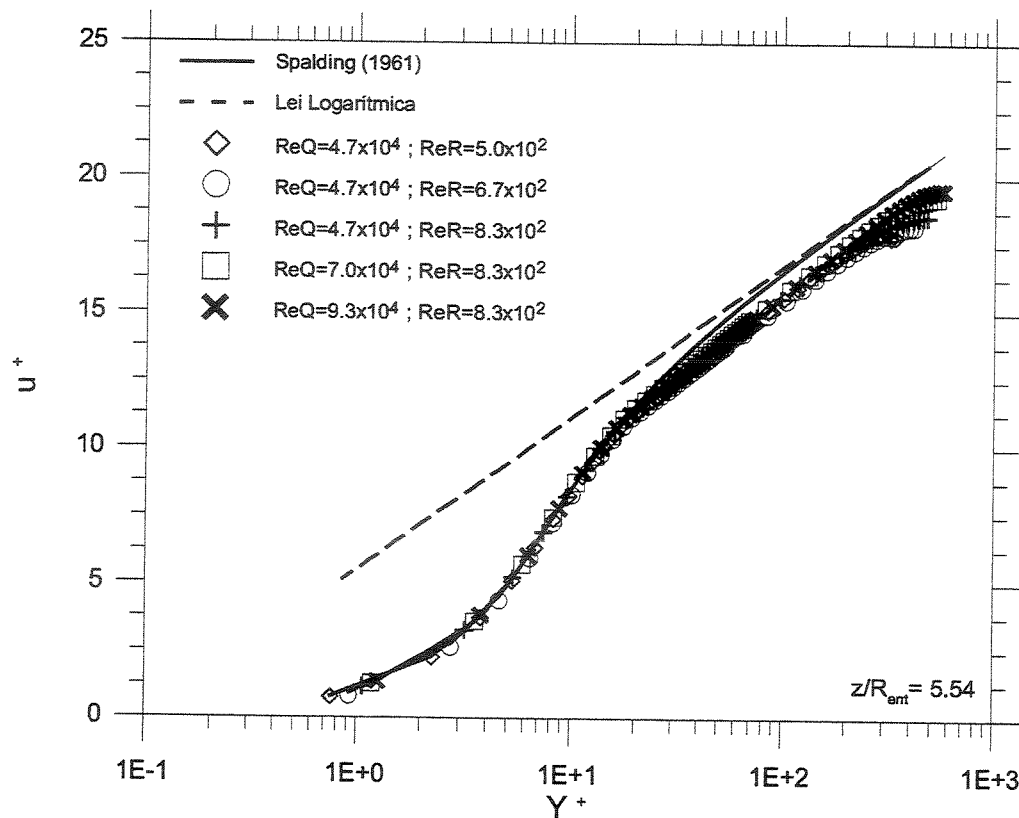


Figura 7.37 – Comparação da lei logarítmica obtida com o modelo de duas camadas, com a tradicional e a proposta por Spalding, (1961) para diversos ReR e ReQ .

ITOH e OKADA (1998) estudam o desenvolvimento de jato plano radial sobre um disco rotativo. Neste caso, u^+ medido próximo à parede apresenta uma queda a partir de $y^+=40$. ELKINS e EATON (2000) mostram que também há uma tendência de queda de u^+ para o escoamento sobre um disco a partir de $y^+ = 200$. WYGNANSKI et al. (1992), em seu estudo sobre jatos planos, mostram que a partir de $y^+=150$ há uma queda para u^+ . Apesar dos valores calculados para u^+ apresentarem um desvio em relação proposto por SPALDING (1961), todos os valores obtidos nas diferentes combinações de ReR e ReQ apresentam um perfil similar. Com a velocidade u^+ de todos os casos, pode-se ajustar a lei de parede para a região logarítmica, alterando-se o valor da constante conforme mostra a Eq. (7.8).

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + 3.0$$

(7.8)

A Figura 7.38 apresenta o comportamento do fator de atrito de Darcy, definido pela Eq. (7.5) ao longo do comprimento do canal, obtido com o modelo de duas camadas. Comparando-se com o valor obtido pelo modelo k-ε (Figura 7.8), nota-se o valor do fator de atrito de Darcy obtido com o modelo de duas camadas é da mesma ordem do obtido com o modelo k-ε. O comportamento do fator de atrito difere na entrada do canal, tendo no modelo de duas camadas uma queda acentuada do fator de atrito ($1 < z/R_{ent} < 1.1$). Após $z/R_{ent} = 1.1$, o fator de atrito apresenta comportamentos distintos dependendo da relação ReR/ReQ . Há uma tendência do fator de atrito aumentar quando $1.1 < z/R_{ent} < 2.5$ quando $ReR/ReQ > 1.0 \times 10^{-2}$. Para $z/R_{ent} > 2.5$ o fator de atrito apresenta uma queda, independente da relação ReR/ReQ . Para as relações $ReR/ReQ < 1 \times 10^{-2}$ o fator de atrito sempre apresenta uma queda com z/R_{ent} , com uma região mais acentuada próxima à entrada dos discos. O comportamento do fator de atrito apresentado na Figura 7.38 pode também ser representado pela Eq. (7.7), reproduzida aqui por conveniência:

$$f = \frac{A}{(z/R_{ent})^B} \quad (7.7)$$

onde as constantes A e B são determinadas para relação ReR e ReQ e são apresentadas na

Tabela 7.3 – Valor de A e B para a determinação do fator de atrito – modelo de duas camadas.

	ReQ 4.7×10^4	ReR 500	ReQ 4.7×10^4	ReR 6.7×10^2	ReQ 4.7×10^4	ReR 830	ReQ 7.0×10^4	ReR 830	ReQ 9.3×10^4	ReR 830
A	0.060		0.080		0.10		0.12		0.16	
B	0.25		0.22		0.20		0.22		0.25	

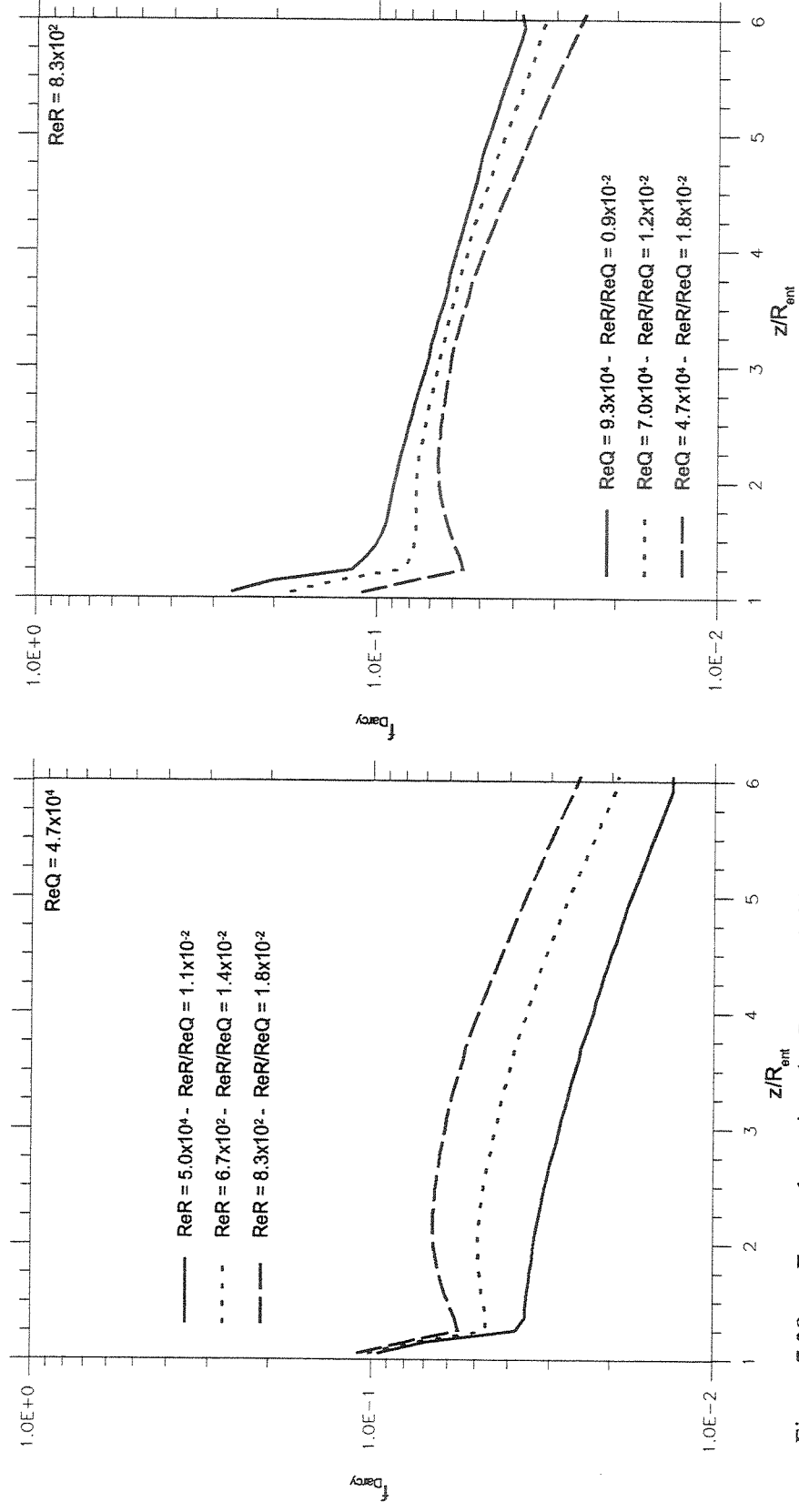


Figura 7.38 – Fator de atrito de Darcy obtido com o modelo de duas camadas ao longo do canal mantendo-se fixo (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (b) $ReR = 830$.

As Figuras 7.39 e 7.40 apresentam uma comparação entre os perfis de energia cinética turbulenta, obtidos com o modelo k- ϵ padrão e o modelo de duas camadas, em função da distância interna. Pode-se observar uma boa concordância entre a solução obtida com o modelo k- ϵ e o de duas camadas para todos os casos testados quando $y^+ > 150$. Para valores de $y^+ < 150$ há uma tendência de se obter valores inferiores para k com o modelo de duas camadas. Na região onde se impuseram as condições de contorno para o modelo k- ϵ ($30 < y^+ < 60$), o valor de k calculado pelo modelo de duas camadas é 20% menor quando $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$ e quando $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$. Para $ReR = 830$ e $ReQ = 9.3 \times 10^4$ o valor de k é 14% inferior quando se utiliza o modelo de duas camadas.

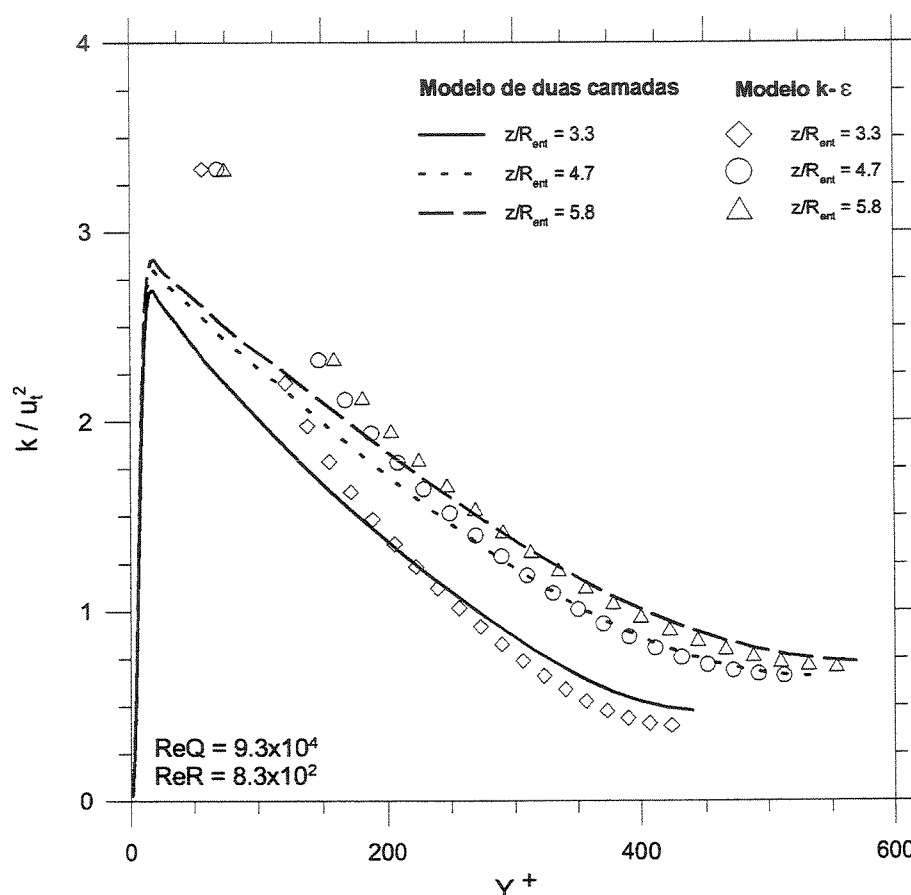


Figura 7.39 – Comparação entre os perfis de energia cinética turbulenta obtidos com o modelo de duas camadas e o modelo k- ϵ padrão para $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$.

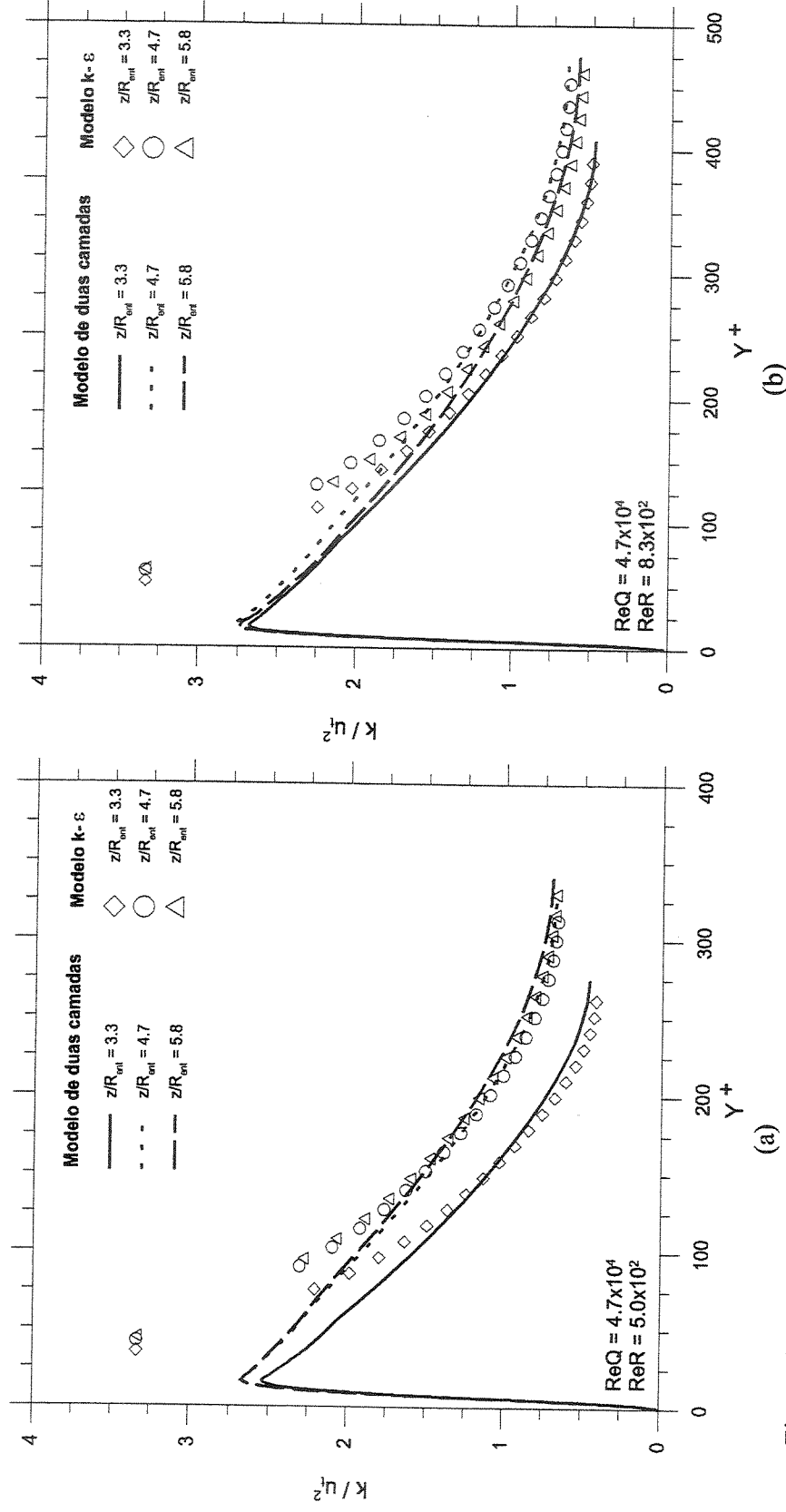


Figura 7.40 – Comparação entre os perfis de energia cinética turbulenta obtidos com o modelo de duas camadas e o modelo k-ε padrão para: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$; (b) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$.

As Figuras 7.41 e 7.42 apresentam a dissipação de energia cinética turbulenta obtida com o modelo de duas camadas em comparação com a obtida com o k- ϵ padrão. Pode-se observar que novamente os valores apresentam uma excelente concordância $y^+ > 150$. Para valores menores de y^+ há uma tendência do modelo de duas camadas obter valores inferiores para a dissipação. Contudo, o modelo k- ϵ padrão determina como sendo o valor máximo da dissipação um valor inferior que o obtido pelo modelo de duas camadas. Isto ocorre porque não se pode aproximar da parede o suficiente para que o modelo k- ϵ possa capturar a dissipação máxima.

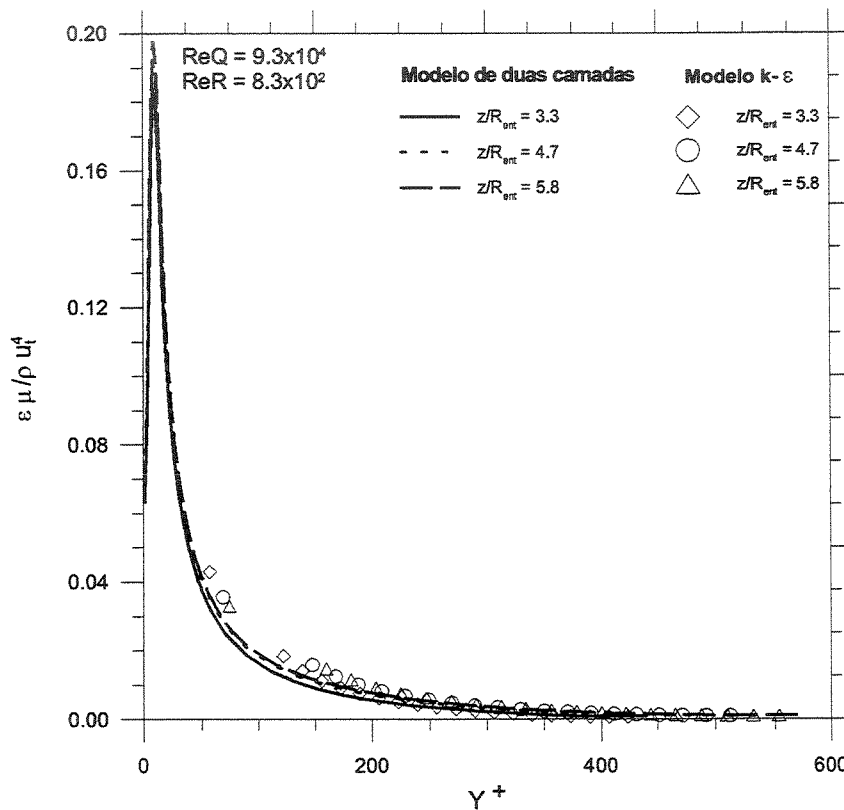


Figura 7.41 – Comparação entre os perfis da dissipação de energia cinética turbulenta obtidos com o modelo de duas camadas e o modelo k- ϵ padrão para $ReQ = 9.3 \times 10^4$ e $ReR = 830$.

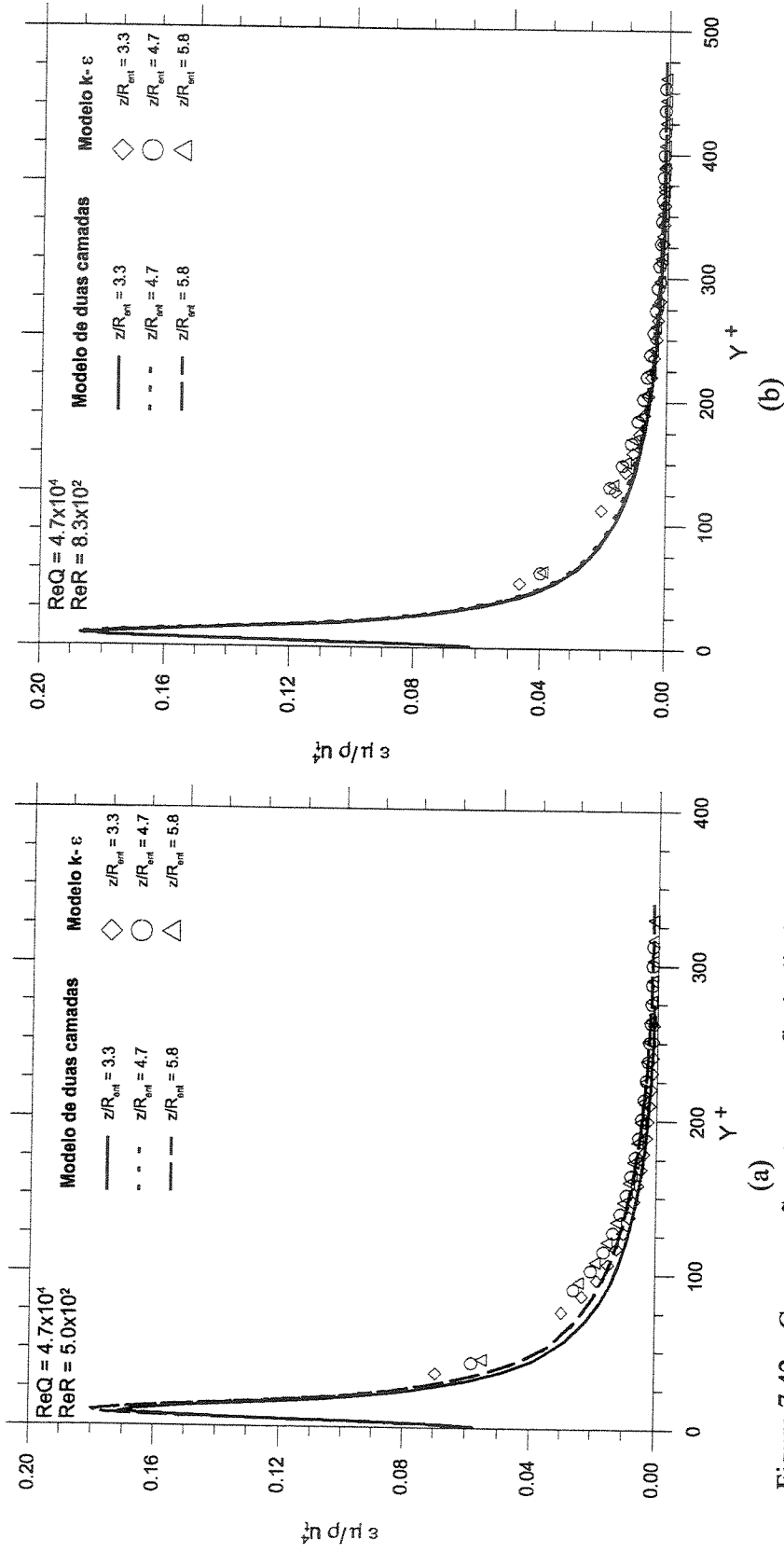


Figura 7.42 – Comparação entre os perfis da dissipação de energia cinética turbulenta obtidos com o modelo de duas camadas e o modelo $k-\epsilon$ padrão para: (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 500$; (b) $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e $ReR = 830$.

A Figura 7.43 apresenta os campos de velocidade radial obtidos com o modelo de duas camadas, quando Re_Q é fixo e variando-se o Re_R , de maneira análoga ao apresentado na Figura 7.27 para o modelo $k-\varepsilon$ padrão. Analisando-se a Figura 7.27.(a) e a Figura 7.43.(a) se observa que para o primeiro caso não houve alteração nos valores da velocidade radial máxima obtida com os dois modelos. Para os valores de $Re_R = 670$ e 830 há um aumento da velocidade radial máxima obtida pelo modelo de duas camadas de 3 e 6.2%, respectivamente. Para o modelo de duas camadas, o aumento da velocidade máxima com a rotação é de 20 e 40% quando se aumenta o Re_R de 500 para 670 e 830, respectivamente. Para o modelo $k-\varepsilon$ padrão este aumento é de 17 e 31%. Na entrada do canal (até $z/R_{ent} = 2.6$) é onde se concentram as maiores diferenças para a velocidade radial quando se compara o modelo de duas camadas e o $k-\varepsilon$ padrão. Analisando-se velocidade radial quando $Re_Q = 4.7 \times 10^4$ e $Re_R = 500$ na posição axial $y/S = 0.4$ e em $z/R_{ent} = 1.3$, $W^* = 0.9$ e 1.5 quando se usa o modelo $k-\varepsilon$ padrão e o modelo de duas camadas, respectivamente.

O comportamento da viscosidade turbulenta com a rotação, obtida com o modelo de duas camadas, pode ser constatada quando se observa a Figura 7.44. Uma comparação com a viscosidade obtida com o modelo $k-\varepsilon$ pode ser obtida com o auxílio da Figura 7.28. A viscosidade turbulenta máxima calculada pelo modelo de duas camadas é cerca de 10% superior à apresentada pelo modelo $k-\varepsilon$ padrão, embora o comportamento qualitativo seja semelhante. No modelo de duas camadas, o aumento da viscosidade turbulenta com a rotação é da mesma ordem do obtido com o modelo $k-\varepsilon$ padrão. Para Re_R variando de 500 para 670 e 830, há um acréscimo na viscosidade turbulenta máxima de 17 e 34%, respectivamente. Na região da entrada do canal ($z/R_{ent} < 1.1$) é onde se concentram as maiores divergências entre os dois modelos, sendo que os valores obtidos pelo modelo de duas camadas tendem a serem menores que os valores obtidos pelo modelo $k-\varepsilon$ padrão para $0.28 < y/S < 0.42$. Para $y/S < 0.28$ os resultados obtidos pelos dois modelos são muito próximos.

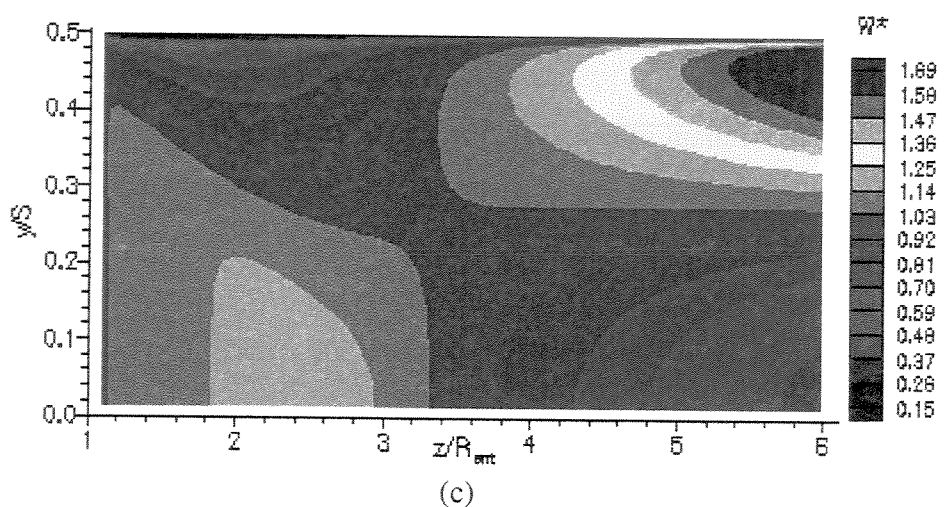
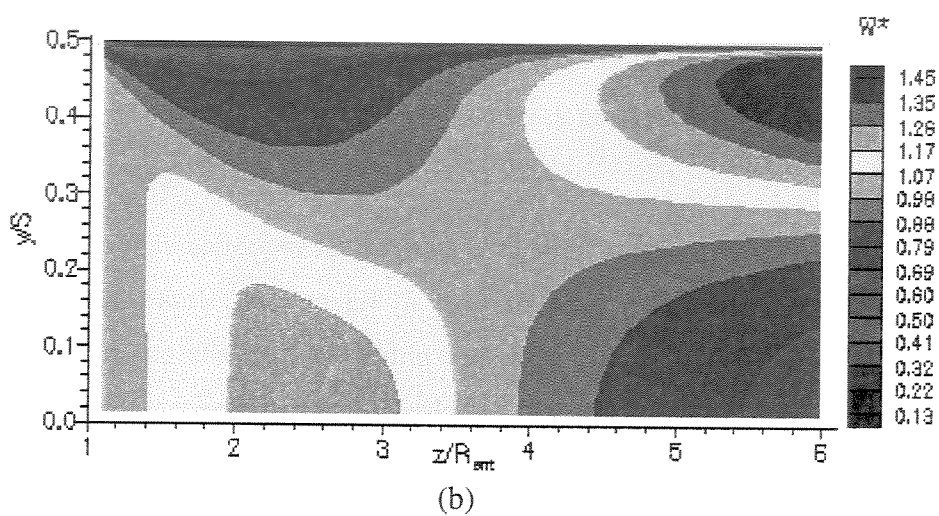
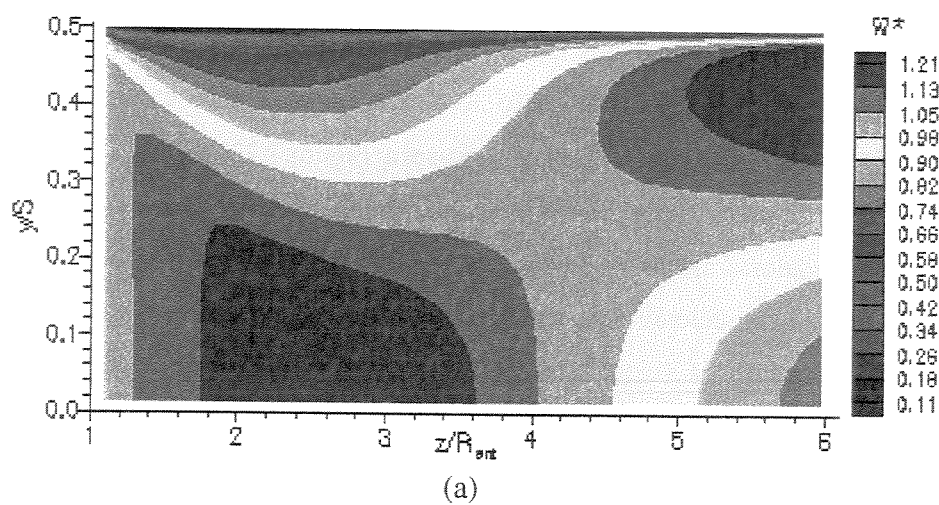


Figura 7.43 - Campo de velocidade radial adimensional obtido pelo modelo de duas camadas quando $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e (a) $ReR = 500$; (b) $ReR = 670$; (c) $ReR = 830$.

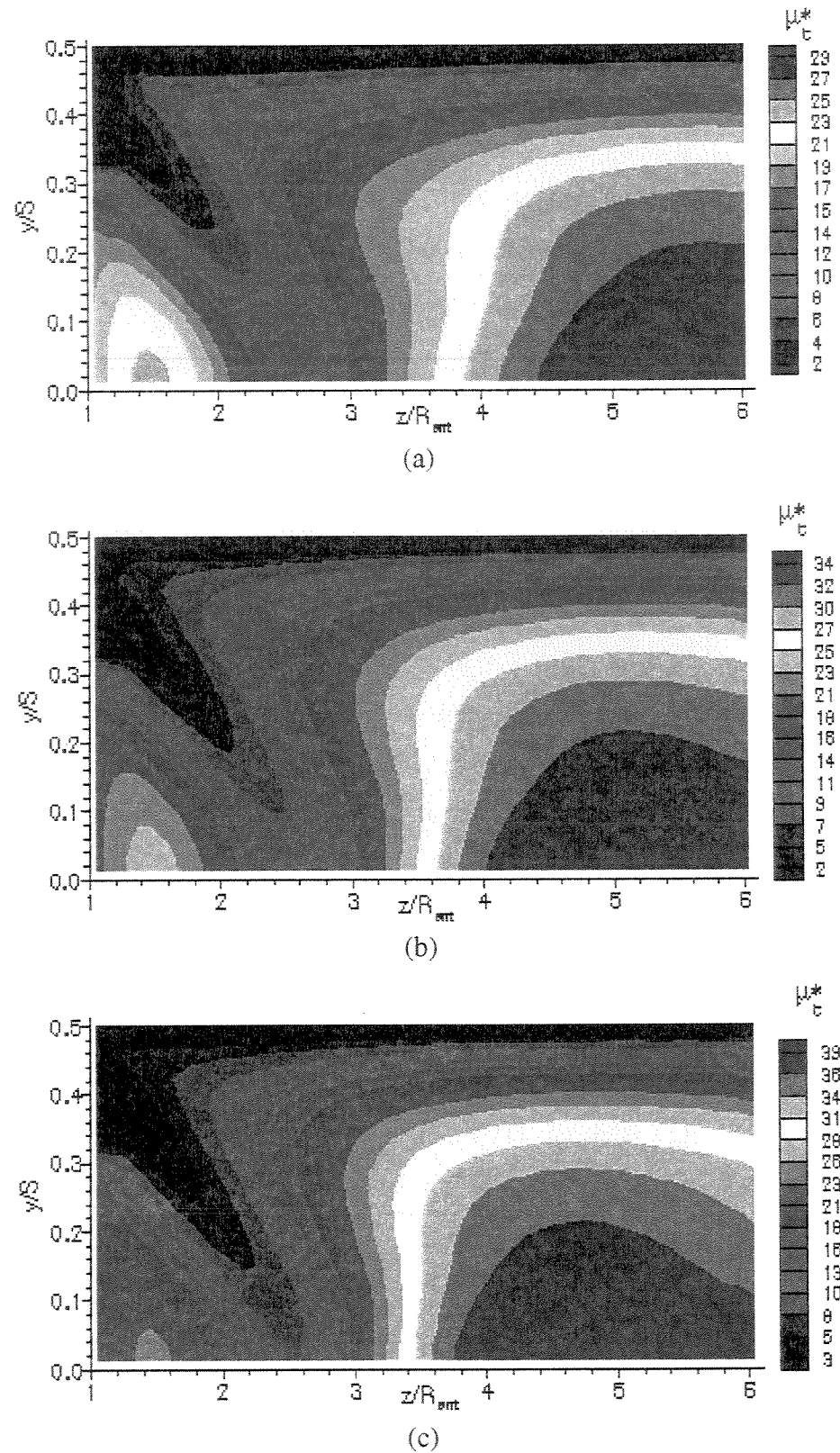


Figura 7.44 – Campo para a viscosidade turbulenta adimensional obtida como o modelo e duas camadas quando $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e (a) $ReR = 500$; (b) $ReR = 670$; (c) $ReR = 830$.

A Figura 7.45 mostra o comportamento da energia cinética turbulenta quando se altera a rotação para o modelo de duas camadas. Devido ao gradiente acentuado próximo à parede ($y/S > 0.42$), revelado pelo modelo de duas camadas, é difícil de se fazer uma comparação com os resultados obtidos com o modelo k- ϵ padrão. Pode-se observar na Figura 7.45 que quando a ReR aumenta de 500 para 670 ou para 830 há uma diminuição de 17% na dissipação. Para qualquer valor de ReR a dissipação máxima se concentra na região de $y/S = 0.48$, sendo que para $ReR = 500$ a dissipação é máxima em $z/R_{ent} = 1.2$ e para $ReR = 670$ e 830 se distribui desde $z/R_{ent} = 2.5$ até o final do canal. Pode-se dizer que a dissipação só ocorre praticamente para $y/S > 0.4$, uma vez que para valores menores de y/S a dissipação é cerca de 10 vezes menor que a dissipação máxima e sendo menor inclusive que dissipação na parede.

A influência da vazão na velocidade radial pode ser observada analisando-se a Figura 7.46, sendo que uma comparação como o modelo k- ϵ padrão pode ser obtida com o auxílio da Figura 7.30. Em termos qualitativos não há grandes variações entre os resultados obtidos pelo modelo de duas camadas e o obtido pelo k- ϵ . Para as velocidades máximas, a divergência entre os valores obtidos com o modelo k- ϵ padrão e com o modelo de duas camadas ficam inferiores a 10%. A velocidade radial máxima diminui com o aumento da vazão de uma forma mais acentuada no modelo de duas camadas quando comparado com o k- ϵ . Quando ReQ aumenta de 4.7×10^4 para 7.0×10^4 e 9.3×10^4 , há uma diminuição de 32 e 43%, respectivamente, no modelo de duas camadas contra 24 e 32% no modelo k- ϵ . Para $y/S = 0.42$ a velocidade radial obtida pelo modelo de duas camadas é sempre inferior à obtida pelo k- ϵ .

A Figura 7.47 apresenta a variação da viscosidade turbulenta quando se altera a vazão, utilizando o modelo de duas camadas. Uma comparação com o modelo k- ϵ pode ser obtida analisando a Figura 7.31. Com o auxílio da Figura 7.47, se observa que a viscosidade turbulenta tem um aumento de 18 e 30%, quando o ReQ aumenta de 4.7×10^4 para 7.0×10^4 e 9.3×10^4 , respectivamente. Estes aumentos percentuais são muito próximos dos apresentados pelo modelo k- ϵ . Contudo, os valores máximos para a viscosidade obtidos com o modelo de duas camadas são cerca de 10% superiores. O comportamento qualitativo das duas soluções é muito próximo, excetuando-se à de entrada do canal próxima à parede ($z/R_{ent} < 1.1$ e $0.42 > y/S > 0.38$). Para $y/S > 0.42$ não é possível fazer uma comparação entre os dois resultados.

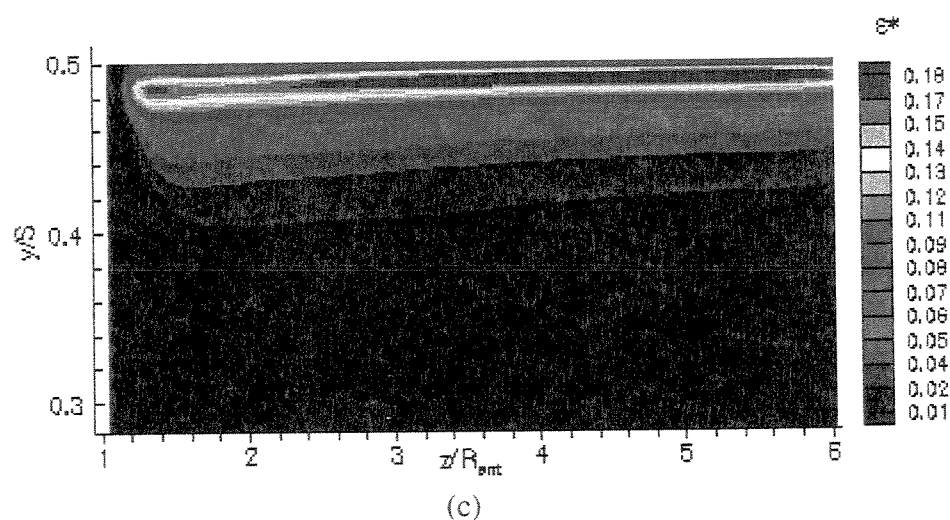
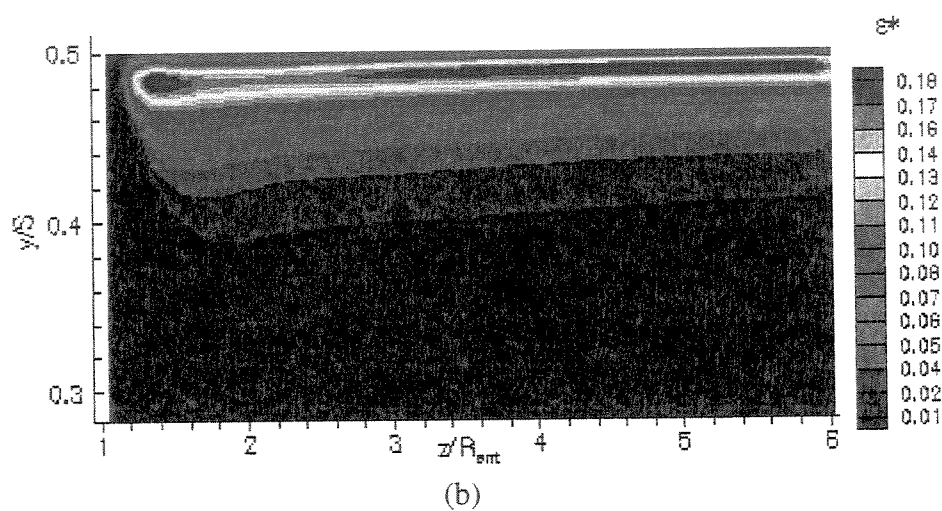
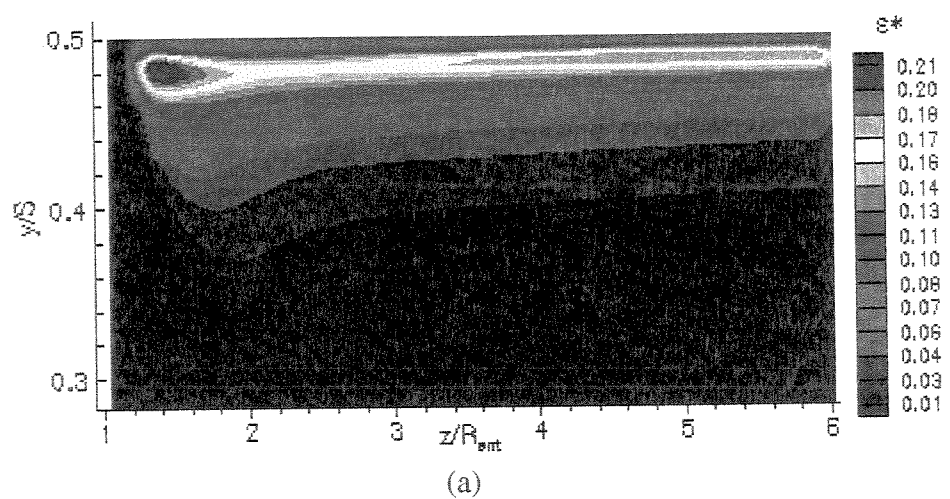


Figura 7.45 – Campo para a dissipação de energia cinética turbulenta adimensional para o modelo de duas camadas quando $ReQ = 4.7 \times 10^4$ e (a) $ReR = 500$; (b) $ReR = 670$; (c) $ReR = 830$.

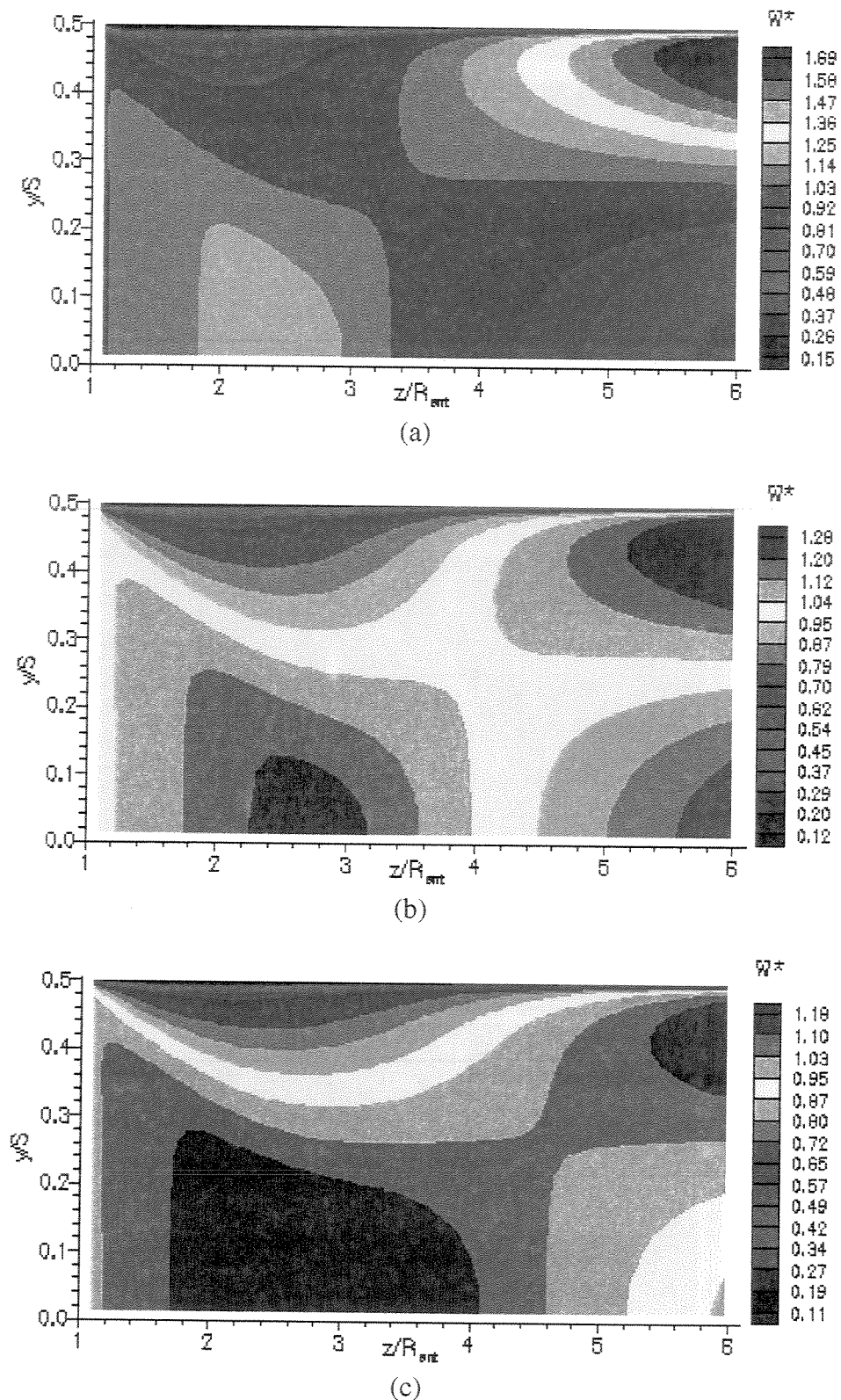


Figura 7.46 - Campo de velocidade radial adimensional obtida com o modelo de duas camadas para $ReR = 830$ e (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (b) $ReQ = 7.0 \times 10^4$; (c) $ReQ = 9.3 \times 10^4$.

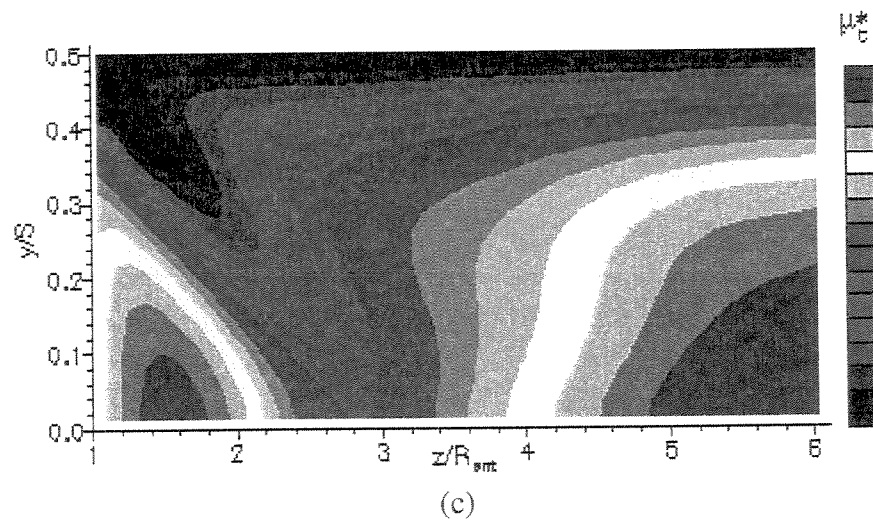
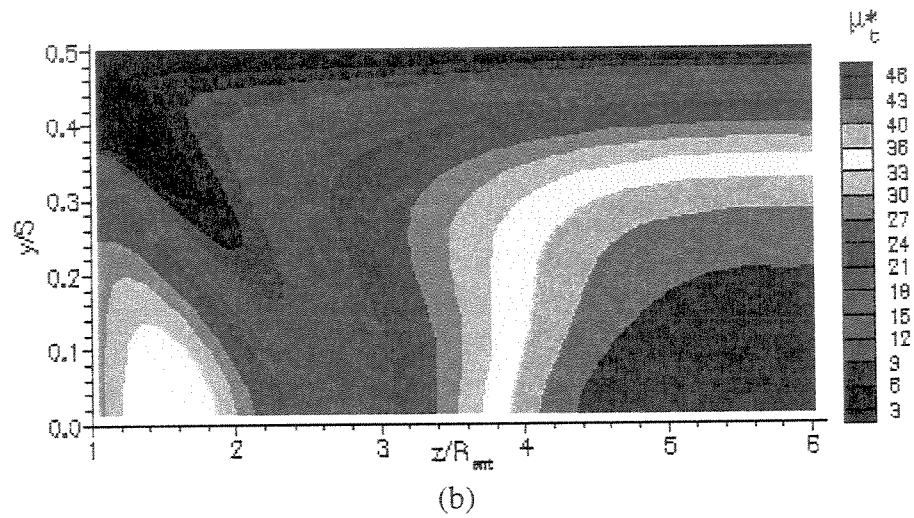
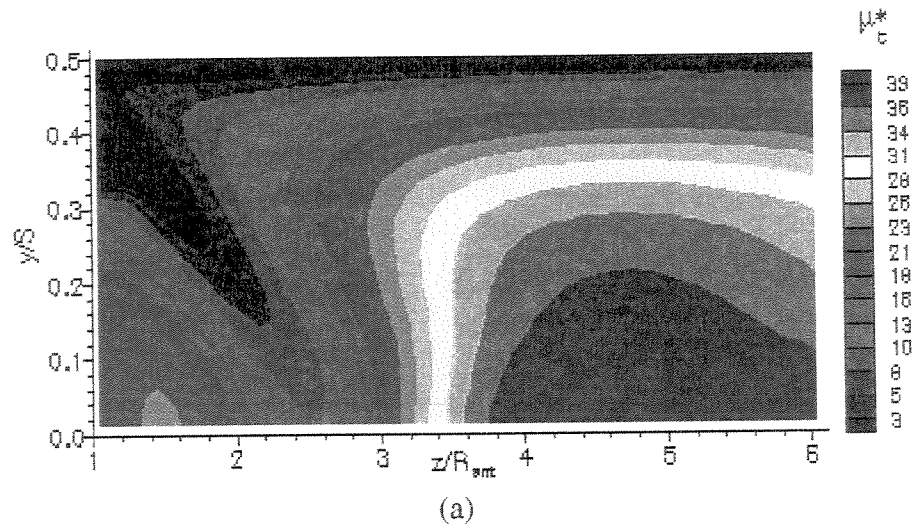


Figura 7.47 - Campo para a viscosidade turbulenta adimensional obtida com o modelo de duas camadas quando $ReR = 830$ e (a) $ReQ = 4.7 \times 10^4$; (b) $ReQ = 7.0 \times 10^4$; (c) $ReQ = 9.3 \times 10^4$.

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

O escoamento através de canal formado por dois discos paralelos em rotação possui dois parâmetros dinâmicos, o número de Reynolds de vazão (Re_Q) e o de rotação (Re_R). Estes parâmetros imprimem comportamentos distintos no campo médio de velocidade e de pressão. Sem rotação o canal é um difusor radial onde a velocidade radial decai à medida que o raio aumenta. Por outro lado, o efeito da rotação acelera o fluido próximo da parede de tal modo que a força centrífuga seja equilibrada pelas tensões cisalhantes, pelo fluxo de momento radial e pelo gradiente de pressão. Observa-se que o aumento da rotação ou a diminuição da vazão causam um aumento no diferencial de pressão entre a entrada e saída do canal. A velocidade radial é notadamente acelerada próximo à parede pela rotação, que por sua vez gera um campo de pressão para equilibrá-la. A velocidade tangencial é transferida ao fluido por causa da difusão turbulenta. Próximo à saída do canal, o fluido tem velocidade tangencial próximo de um corpo rígido e os valores de viscosidade são os mais elevados. Próximo à entrada, o fluido no centro do canal tem cerca de 10% da velocidade tangencial da parede e a viscosidade turbulenta tem seus menores valores. Substancial ganho na difusão de quantidade de movimento tangencial é alcançado com a introdução de rugosidade nos discos. Simulações com superfícies rugosas mostram velocidades tangenciais no centro do canal com cerca de 70% da velocidade tangencial da parede. Para os seis casos simulados, o fator de atrito de Darcy apresenta um decaimento da entrada para a saída do canal. Nota-se também um aumento do fator de atrito com o aumento de Re_Q ou com a diminuição de Re_R . Os perfis de energia cinética e da dissipação de energia cinética apresentam um comportamento típico de escoamentos na presença de paredes sólidas. Os maiores valores de

k e ϵ estão próximos à parede, e decaem à medida que se afastam da parede. Este tipo de comportamento é obtido tanto com o modelo k - ϵ padrão quanto no modelo de duas camadas.

Os resultados obtidos para a velocidade radial e tangencial nos dois modelos para regiões afastadas da parede ($y/S < 0.28$) apresentam uma excelente concordância. A partir desta posição axial há uma divergência entre os resultados, sendo máxima na região logarítmica, com valores na ordem de 10%. Para a energia cinética turbulenta, só há uma boa concordância para a região afastada da região logarítmica ($y^+ > 200$). Para a região logarítmica, há divergências acentuadas, sendo que os valores calculados pelo modelo de duas camadas foram sempre inferiores ao k - ϵ . Comportamento semelhante se observa para a dissipação de energia cinética turbulenta. Contudo, o modelo de duas camadas mostra que a dissipação máxima ocorre antes da região logarítmica e, portanto, não é determinada pelo modelo k - ϵ . Estes resultados mostram que o perfil de velocidade no centro do canal não é alterado significativamente quando há um desvio de até 10% no valor das velocidades na região logarítmica. Vale destacar que na aplicação da lei de parede no modelo k - ϵ restringiu-se à região de validade para $30 < y^+ < 60$. As simulações com o modelo de duas camadas mostram que há uma região logarítmica no escoamento entre os discos para $20 < y^+ < 300$, conforme mostra a Figura 7.37. Nos casos testados, a única diferença entre a lei logarítmica usual e a determinada pelo modelo de duas camadas é no valor da constante, que na usual varia de 5 à 5.5 e a obtida é 3.

O modelo k - ϵ padrão se mostrou um modelo bastante aplicável e interessante para esta situação, uma vez que os resultados obtidos entre os dois modelos não podem desqualificá-lo como tal. Principalmente quando se considera o fenômeno físico simulado e que a malha utilizada fez com que a simulação ocorra somente em 70% do domínio. Os outros 30% são utilizados para respeitar a região de validade da lei logarítmica ($30 < y^+ < 60$). Desta forma, a simulação não podia se estender em uma porção significativa do domínio físico, uma vez que a região próxima à parede é uma região importante do escoamento. Esta região transfere quantidade de movimento da direção tangencial para a radial. Contudo, os resultados mostraram que erros da ordem de 10% na região logarítmica não acarretam em desvios significativos nos perfis médios, quando se comparam os termos médios a partir da região logarítmica. O desconhecimento deste comportamento aliado ao fato de se procurar um entendimento do que

ocorre na região próxima a parede é que tornou necessária a utilização do modelo de duas camadas.

A implementação do modelo $k-\varepsilon$ padrão não teve grandes dificuldades, uma vez que se pode utilizar a implementação do próprio pacote. A grande dificuldade foi em se determinar a malha, uma vez que esta deveria respeitar os critérios para a região logarítmica e permitir uma solução independente da malha. Para o modelo de duas camadas, houve a necessidade de se implementar totalmente o modelo no pacote, testá-lo e determinar as malhas. A implementação e os testes não apresentaram grandes dificuldades, entretanto a determinação da malha sim. Para se determinar a malha, era necessário antes de tudo saber qual seria o valor para o Re_t que definiria a região logarítmica para que o algoritmo passasse a resolver a equação de transporte para ε . Este procedimento, que era iterativo, mostrou-se trabalhoso e exigiu muita atenção. Como o modelo de duas camadas também utiliza o modelo $k-\varepsilon$ padrão, foi necessário também sua implementação no pacote. Desta forma, pode-se dizer que foi mais fácil de se trabalhar com o modelo $k-\varepsilon$ padrão, apesar da dificuldade de se determinar uma malha que respeitasse a região logarítmica. Portanto, para os casos testados comprovou-se todas as qualidades do modelo $k-\varepsilon$ padrão.

Durante a execução deste trabalho deparou-se com a ausência de dados experimentais sobre este escoamento e os dados numéricos encontrados na literatura não são conclusivos, não apresentando as características turbulentas. Pode-se afirmar que, muito provavelmente dentro da literatura aberta, este trabalho é único que apresenta dados sobre as características turbulentas do escoamento entre dois discos. É fato que não se sabe se os modelos adotados reproduzem fielmente as características do escoamento. Portanto, como não se dispõe de dados experimentais para comprovação dos modelos adotados, uma sequência natural deste trabalho seria a construção de um aparato experimental que obter estes dados. Esta tarefa não seria trivial, principalmente a determinação das grandezas perto da parede. Contudo, com a tecnologia hoje disponível acredita-se que seria possível tal experimento.

A metodologia empregada mostrou-se bastante flexível e robusta. A facilidade de se trabalhar com um sistema cartesiano permitem a extensão deste trabalho, sem grande dificuldade aparente, a outros casos. A implementação de um modelo para escoamento bifásico tende a ser

simples. Esta implementação no código possibilitará o estudo de separadores gás-líquido rotativos.

Ao final do trabalho surge uma questão importante. Utilizou-se um pacote comercial para estudar o escoamento entre dois discos paralelos em rotação. Entretanto, as grandes facilidades inerentes aos pacotes computacionais não puderam ser utilizadas. Houve a necessidade de se implementar quase tudo dentro do pacote. Modelo de turbulência, geração de malha e condições de contorno. Valeu a pena ter utilizado um pacote ou seria mais fácil fazer o próprio pacote? A resposta é: não se sabe. Durante a execução deste projeto, muitas vezes se pensou em criar o próprio pacote. Contudo, a falta de parâmetros e de dados que pudessem ser utilizados para verificar o que estava sendo feito deixava dúvidas. A utilização do pacote como base de comparação dava uma segurança que não podia ser descartada. Ao final do trabalho, pode-se dizer que hoje é mais fácil utilizar o pacote para um novo problema, uma vez que se tornou corriqueiro implementar novos modelos, e que a necessidade de se fazer implementações no pacote fez com que o aprendizado da técnica de volumes fosse mais efetivo e seguro.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Amano, R. S. Development of a Turbulence Near-Wall Model and its Application to Separated and Reattached Flows. *Numerical Heat Transfer*, v.7, p.59-75, 1984.
- Bakke, E., Kreider, J. F., Kreith, F. Turbulent Source Flow Between Parallel Stationary and Co-Rotating Disks. *Journal of Fluid Mechanics*, v.58, p.209-231, 1973.
- Bird, B. R; Stewart, W. E; Lighfoot, E. N. *Transport Phenomena*. First ed. Wiley International Edition, New York. p. 780. 1960.
- Chien, K. Y. Predictions of Channel and Boundary Layer Flows with a Low-Reynolds Number Turbulence Model. *American Institute of Aerospace and Astronautics Journal*, v.20, p.33-38, 1982.
- Chieng, C. C., Launder, B. E. On the Calculation of Turbulent Transport Downstream from an Abrupt Pipe Expansion. *Numerical Heat Transfer*, v.3, p.189-207, 1980.
- Dutoya, D., Michard, P. A Program for Calculating Boundary Layers along Compressor and Turbine Blades. *Numerical Methods in Heat Transfer*, Editado por R. W. Lewis, K. Morgan e O. C Zienkiewicz, Nova York: John Wiley & Sons, 1981.
- Elena, L., Schiestel, R. Turbulence Modeling of Confined Flow in Rotating Disk Systems. *American Institute of Aerospace and Astronautics Journal*, v.33, n.5, p.812-821, 1995.
- Elkins, C. J., Eaton, J. K. Turbulent Heat and Momentum Transport on a Rotating Disk. *Journal of Fluid Mechanics*, v.402, p.225-253, 2000.

- Fei, Y. Y., Wang, Y. D., Wan, Y. K. Physical Modelling and Numerical Simulation of Velocity Fields in Rotating Disc Contactor via CFD simulation and LDV Measurement. Chemical Engineering Journal. V.78, p.131-139, 2000.
- Fletcher, C. A. J. Computational Techniques for Fluid Dynamics. New York: Springer-Verlag, Vol. II, 1988
- Galmes, J. M., Lakshminarayana, B. Turbulence Modeling for Three-Dimensional Shear Flows over Curved Rotating Bodies. American Institute of Aerospace and Astronautics Journal, v.22, n.10, p.1420-1428, 1984.
- Gan, X., Kilic, M., Owen, J. M. Superposed Flow Between Two Discs Contrarotating at Differential Speeds. International Journal of Heat and Fluid Flow, v.15, n.6, p.438-446, 1994.
- Gan, X., Kilic, M., Owen, J. M. Flow Between Contrarotating Disks. Journal of Turbomachinery, v.117, p.298-305, 1995.
- Gerondimos, G., So, R. M. C. Near-Wall Modeling of Plane Turbulent Wall Jets. Journal of Fluid Mechanics, v.119, p.304-313, 1997.
- Hassid, S., Poreh, M. Turbulent Energy Dissipation Model for Flows with Drag Reduction. Journal of Fluids Engineering, v.100, p.107-112, 1978.
- Hinze, J. O. Turbulence. New York, McGraw-Hill, p. 790, 1975.
- Hoffmann, P. H., Muck, K. C., Bradshaw, P. The Effect of Concave Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers. Journal of Fluid Mechanics, v.161, p.371-403, 1985.
- Hoffmann, P. H. Improved Form of the Low-Reynolds Number $k-\epsilon$ Turbulence Model. Physics of Fluids, v.18, p.309-312, 1975.

- Howard, J. H. G., Patankar, S. V., Bordynuik, R. M. Flow Prediction in Rotating Ducts Using Coriolis-Modified Turbulence Models. *Journal of Fluids Engineering*, v.102, p.456-461, 1980.
- Iacovides, H., Launder, B. E. PSL-An Economical Approach to the Numerical Analysis of Near-Wall, Elliptic Flow. *Journal of Fluids Engineering*, v.106, p.241-242, 1984.
- Iglesias, I., Humphrey, J. A. C. Two- and Three-Dimensional Laminar Flows Between Disks Co-Rotating in a Fixed Cylindrical Enclosure. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v.26, p.581-603, 1998.
- Jayanti, S., Hewitt, G. F., Kightley, J. R. Fluid Flow in Curved Ducts. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v.10, p.569-589, 1990.
- Itoh, M., Okada, M. An Experimental Study of the Radial Wall Jet on a Rotating Disk. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v.17, p.49-56, 1998.
- Johnston, J. P. The Effects in Rotation on Boundary Layers in Turbomachine Rotors. NASA SP 304, p. 207, 1974
- Jones, W. P., Launder, B. F. The Prediction of Laminarization with Two-Equation Model of Turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v.15, pp.301-314, 1972.
- Karlsson, R. I., Johansson, T. G. LDV Measurements of Higher Order Moments of Velocity Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer. In *Laser Anemometry in Fluid Mechanics*, D.F.G Durao et al. (eds.), Portugal, p.273-289, 1988
- Kilic, M., Gan, X., Owen, J. M. Transitional Flow Between Contra-Rotating Disks. *Journal of Fluid Mechanics*, v.281, p.119-135, 1994.
- Kobayashi, R., Hohama, Y., Takamadate, C. Spiral Vortices in Boundary Layer Transition Regime on a Rotating Disk. *Acta Mechanica*, v.35, p.71-82, 1980.

- Lakshminarayana, B. Turbulent Modeling for Complex Shear Flows. American Institute of Aerospace and Astronautics Journal, v.24, n.12, p.1900-1917, 1986.
- Lakshminarayana, B. Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1996, 809p.
- Lam, C. K. G., Bremhorst, K. A Modified Form of the k - ϵ Model for Predicting Wall Turbulence. Journal of Fluids Engineering, v.103, p.456-460, 1981.
- Launder, B. E., Sharma, B. I. Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc. Letters in Heat and Mass Transfer, v.1, p.131-138, 1974.
- Littell, H. S., Eaton, J. K. Turbulence Characteristics of the Boundary Layer on a Rotating Disk. Journal of Fluid Mechanics, v.266, p.175-207, 1994.
- Louis, J. F., Salhi, A. Turbulent Flow Velocity Between Rotating Co-Axial Disks of Finite Radius. Journal of Turbomachinery, v.111, p.333-340, 1989.
- Maliska, C. R. Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional. São Paulo: LTC Editora, 1995. Cap. 13: Geração do Sistema de Coordenadas Curvilíneas, p.252-284.
- Mochizuki, S., Yang, Wen-J. Self-Sustained Radial Oscillating Flows Between Parallel Disks. Journal of Fluid Mechanics, v.154, p.377-397, 1985.
- Mohammadi, B. Complex Turbulent Compressible Flow Computation Using a Two-Layer Approach. Int. J. Numer. Methods Fluids, v.15, p.747-771, 1992.
- Morse, A. P. Application of a Low Reynolds Number k - ϵ Turbulence Model to High-Speed Rotating Cavity Flows. Journal of Turbomachinery, v.113, p.98-105, 1991a.

- Morse, A. P. Assesment of Laminar-turbulent Transition in Closed Disk Geometries. *Journal of Turbomachinery*, v.113, p.131-138, 1991b.
- Muck, K. C., Hoffmann, P. H., Bradshaw, P. The Effect of Convex Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers. *Journal of Fluid Mechanics*, v.161, p.347-369, 1985.
- Myong, H. K., Kasagi, N. A New Approach to the Improvement of the k- ϵ Turbulence Model for Wall Bounded Shear Flows. *Japanese Society of Mechanical Engineering International Journal*, v.33, p.63-72, 1990.
- Nagano, Y., Kondoh, M., Shimada, M. Multiple Time-Scale Turbulence Model for Wall and Homogeneous Shear Flows Based on Direct Numerical Simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v.18, p.346-359, 1997.
- Nallasamy, M. Turbulence Models and Their Applications to the Prediction of Internal Flows: A Review. *Computers and Fluids*, v.15, n.2, p.151-194, 1987.
- Panton, R. L. *Incompressible Flow*. Austin - Texas:, 1984. 780p.
- Papavassiliou, D. V., Hanrathy, T. J. Interpretation of Large-Scale Structures Observed in a Turbulent Plane Couette Flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v.18, p.55-69, 1997.
- Patankar, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Minnesota: Eds., 1980. 197p.
- Patel, V. C., Sotiroupoulus, F. Longitudinal Effects in Turbulent Boundary Layers. *Progress in Aerospace Science*, v.33, p.1-70, 1997.
- Patel, V. C., Rodi, W., Scheuerer, G. Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review. *American Institute of Aerospace and Astronautics Journal*, v.23, n.9, p.1308-1319, 1985.

- Pettersson, B. A., Andersson, H. I., Brunvoll, A. S. Modeling Near-Wall Effects in Axially Rotating Pipe Flow by Elliptic Relaxation. American Institute of Aerospace and Astronautics Journal, v.36, n.7, p.1164-1170, 1998.
- Pinotti, M. B., Escoamento no Interior de um Dispositivo Centrífugo Utilizado em Circulação Extracorpórea, Campinas, UNICAMP/FEM, 1996. Tese (Doutorado).
- Pinotti, M. - Estudo do Escoamento no Canal Formado por Dois Discos em Rotação, UNICAMP, Campinas, 1992. Dissertação (Mestrado).
- Pouagare, M., Lakshminarayana, B. Computation of Turbulent Flows on Rotating Bodies and Ducts. J. Propulsion, v.2, n.4, p.289-290, 1986.
- Raithby, G. D., Galpin, P. F., Van Doormaal, J. P. Prediction of Heat and Fluid Flow in Complex Geometries Using General Orthogonal Coordinates. Numerical Heat Transfer, v.9, p.125-142, 1986.
- Reynolds, W. C. Computation of Turbulent Flows, Annual Review of Fluid Mechanics, v.8, p.183-208, 1976.
- Richmond, M. C., Patel, V. C. Convex and Concave Surface Curvature Effects in Wall-Bounded Turbulent Flows. American Institute of Aerospace and Astronautics Journal, v.29, n.6, p.895-902, 1991.
- Rodi, W. Turbulence Models and their Applications in Hydraulic. A State-of-Art Review. IAHR-AIRH Monograph Series. p.104, 1993.
- Rodi, W. Experience with Two-Layer Models Combining the k- ϵ Model with a One-Equation Model Near the Wall. American Institute of Aerospace and Astronautics 91-0216, 29th Aerospace Science Meeting, Nevada, 1991.

- Rosa, E. S., Morales, R. E. M., Matos, A., Franca, F. A. Desempenho do Modelo k- ϵ para um Escoamento 3D em uma Curva de Seção Retangular. Proceedings of XV Brazilian Congress of Mechanical Engineering, p.1-10, 1999.
- Rosa, E. S., Matos, A. de, Mazza, R. A., Morales, R. E. M., Franca, F. A. Performance do Modelo RNG k- ϵ para Escoamentos em Dutos Curvos. Proceedings of VII Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences, v.II, p.1381-1385, 1998.
- Sarkar, A., So, R. M. C. A Critical Evaluation of Near-Wall Two-Equation Models Against Direct Numerical Simulation Data. International Journal of Heat and Fluid Flow, v.18, p.197-208, 1997.
- Sarkar, A. An Improved Near-Wall k- ϵ Model for Calculation of Wall-Bounded Turbulent Flows. Teme. Arizona State University. 1995. Dissertação (Mestrado).
- Schlichting, H. Boundary-Layer Theory. Antiqua: Eds., 1979. 817p.
- Shirazi, S. A., Truman, C. R. Prediction of Turbulent Source Flow Between Corotating Disks with an Anisotropic Two-Equation Turbulence Model. Journal of Turbomachinery, v.110, p.187-194, 1988.
- Shih, T. S., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., Zhu, J. A New k- ϵ Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows. Computers and Fluids, v.24, n.3, p.227-238, 1995.
- So, R. M. C., Lai, Y. G., Zhang, H. S., Hwang, B. C. Second-Order Near-Wall Turbulence Closures: A Review. American Institute of Aerospace and Astronautics Journal, v.29, p.1819-1835, 1991.
- Spalding, D.B. A Single Formula for the Law of the Wall. J. Appl. Mech., v.28, p.155-157, 1961.

- Spalding, D.B. *Phoenix* – Encyclopaedia , CHAM, 1994.
- Speziale, C. G., Abid, R. Near-Wall Integration of Reynolds Stress Turbulence Closures with No Wall Damping. *American Institute of Aerospace and Astronautics Journal*, v.33, n.10, p.1974-1977, 1995.
- Speziale, C. G., Gatski, T. B. Analysis and Modelling of Anisotropies in the Dissipation Rate of Turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, v.344, p.155-180, 1997.
- Speziale, C. G. On Nonlinear k-l and k-e Models for Turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, v.178, p.459-475, 1987.
- Suzuki, H., Humphrey, J. A. C. Flow Past Large Obstructions Between Corotating Disks in Fixed Cylindrical Enclosures. *Journal of Fluids Engineering*, v.119, p.499-505, 1997.
- Szeri, A. Z., Schneider, S. J., Labbe, F., Kaufman, H. Flow Between Rotating Disks. Part. 1. Basic Flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v.134, p.103-131, 1983.
- Truman, C. R., Jankowski, D. F. Prediction of Turbulent Source Flow Between Stationary and Rotating Discs. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v.6, n.2, p.69-78, 1985.
- Warfield, M. J., Lakshminarayana, B. Computation of Rotating Turbulent Flow with an Algebraic Reynolds Stress Model. *American Institute of Aerospace and Astronautics Journal*, v.25, n.7, p.957-964, 1987.
- Warsi, Z. U. A. *Fluid Dynamics: Theoretical and Computational Approaches*. 1993. 683p.
- Wilcox, D. C., Chamberst, T. L. Streamline Curvature Effects on Turbulence Boundary Layers. *American Institute of Aerospace and Astronautics Journal*, p.574-580, 1977.
- Wilcox, D. C. *Turbulence modeling for CFD*. DCW Industries. p. 540, 1988

- Wimmer, M. Viscous Flows and Instabilities Near Rotating Bodies. Progress in Aerospace Science, v.25, p.43-103, 1988.
- Wu, X., Squires, K. D. Prediction and Investigation of the Turbulent Flow over a Rotating Disk. Journal of Fluid Mechanics, v.418, p.231-264, 2000.
- Wynanski, I., Katz, Y., Horev, E. On the Applicability of Various Scaling Laws to the Turbulent Wall Jet. Journal of Fluid Mechanics, v.234, p.669-690, 1992.
- Yang, Z., Shih, T. H. New Time Scale Base k - ϵ Model for Near-Wall Turbulence. American Institute of Aerospace and Astronautics Journal, v.31, p.1191-1198, 1993.
- Zhou, Y., Stathopoulos, T., Application of Two-Layer Methods for the Evaluation of Wind Effects on a Cubic Building. ASHRAE Transactions:Symposia, p.754-764, 1996.

ANEXO A

As grandezas turbulentas devem obedecer a limites assintóticos para a região próxima da parede ($y^+ \rightarrow 0$) e na região logarítmica. Nestas regiões os valores de u^* , k^+ , ε^+ e μ_t^+ assume comportamento conforme mostra a Tabela A.1 (WILCOX, 1988). Os modelos de turbulência para baixo número de Reynolds devem obedecer estes limites assintóticos, sendo que estes limites são utilizados para definir as funções de amortecimento para a viscosidade turbulenta e a dissipação de energia cinética turbulenta.

Tabela A.1 – Limites assintóticos para as grandezas turbulentas adimensionais.

Variável	Perto da parede	Região Logarítmica
Perfil médio de velocidade	$u^+ = u/u_t = y^+$	$u^+ = u/u_t = 1/\kappa \log(y^+) + 5.0$
Energia cinética turbulenta (k)	$k^+ = k/u_t^2 \propto y^{+2}$	$k^+ = k/u_t^2 = 3.33$
Dissipação (ε)	$\varepsilon = 2 \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$	$\varepsilon^+ = \frac{\varepsilon}{u_t^4 \rho} = \frac{1}{\kappa y^+}$
Viscosidade turbulenta (μ_t)	$\mu_t^+ = \mu_t/\mu \propto y^{+3}$	$\mu_t^+ = \mu_t/\mu = \kappa y^+$

Para se determinar a função de amortecimento para a dissipação de energia cinética turbulenta (ε), faz-se com a expressão seja, conforme proposto por RODI, (1991), como:

$$\varepsilon = \frac{C_d k^{3/2} F_{\text{TWO}}}{\ell}, \quad (\text{A.1})$$

onde F_{TWO} é a função de amortecimento a ser determinada e ℓ é o comprimento de mistura, dado por:

$$\ell = \kappa y_i, \quad (\text{A.2})$$

sendo κ a constante de von Kármán e vale 0.41. Quando a solução caminha para a região próxima da parede ($y^+ \rightarrow 0$), a dissipação tem que ser:

$$\varepsilon = 2 \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2. \quad (\text{A.3})$$

Como para esta região k^+ é proporcional a y^{+2} , obtém-se que ε^+ é proporcional¹ a:

$$\varepsilon^+ \propto 2. \quad (\text{A.4})$$

Desta forma, a função de amortecimento tem que fazer com que a dissipação obedeça a relação de proporcionalidade mostrada na Eq. (A.4). Partindo-se da definição de ε , mostrado na Eq. (A.1), e substituindo os limites assintóticos para k , obtém-se que:

$$F_{\text{two}} \propto \frac{2\kappa}{C_d} \cdot \frac{1}{\text{Re}_t}, \quad (\text{A.5})$$

onde C_d é uma constante e vale 0.1643 e Re_t é o Reynolds turbulento e é definido como sendo:

$$\text{Re}_t = \frac{\rho k^{1/2} y}{\mu}, \quad (\text{A.6})$$

sendo que y é à distância até a parede mais próxima. Para quando a solução caminha para a região logarítmica, o limite assintótico para a dissipação é determinado como:

$$\varepsilon = u_t^4 \frac{\rho}{\mu} \frac{1}{\kappa y^+}, \quad (\text{A.7})$$

sendo que y^+ é uma variável que determina a distância da região de cálculo até a parede e é

¹ Basta lembrar que como $y^+ = \rho \cdot u_t \cdot y / \mu \Rightarrow k \propto u_t^4 \cdot (\rho/\mu)^2 \cdot y^2$

determinada por:

$$y^+ = \frac{\rho u_t y}{\mu}, \quad (\text{A.8})$$

e u_t é a velocidade de atrito e é definida como:

$$u_t = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (\text{A.9})$$

sendo que τ_w é a tensão na parede. Para a região logarítmica, pode-se mostrar que a energia cinética turbulenta pode ser determinada em função da velocidade de atrito como:

$$k = \frac{u^+{}^2}{\sqrt{C_\mu}}. \quad (\text{A.10})$$

Substituindo a Eq. (A.10) na Eq. (A.1), obtêm-se que:

$$F_{\text{TWO}} \propto 1. \quad (\text{A.11})$$

Quando a solução caminha para a região externa, o valor de Re_t aumenta e faz com que a Eq. (A.5) diminua. Fazendo-se a função de amortecimento como sendo a soma das Eqs. (A.5) e (A.11), obtêm-se que:

$$F_{\text{TWO}} = 1 + \frac{2\kappa}{C_d} \cdot \frac{1}{Re_t}. \quad (\text{A.12})$$

A Eq. (A.12) satisfaz os dois limites assintóticos e pode ser utilizado como função de amortecimento para a dissipação de energia cinética turbulenta.

De medidas experimentais, sabe-se que viscosidade turbulenta é proporcional ao cubo de y^+ para as regiões próximas as paredes. Como nesta região y^+ assume valores menores que a

unidade, a viscosidade tende a zero. Reproduzir estes efeitos não é tarefa fácil para os modelos de baixos Reynolds, mesmo utilizando funções de amortecimento. O modelo de duas camadas também não consegue reproduzir este comportamento, como se mostra a seguir. A definição de viscosidade turbulenta proposta para o modelo de duas camadas é:

$$\mu_t = \rho C_{\mu} k^{1/2} f_{\mu} \ell, \quad (\text{A.13})$$

sendo que para a região interna pode-se escrever que:

$$k^{1/2} \propto u^+ \left(\frac{\rho}{\mu} \right) y. \quad (\text{A.14})$$

Substituindo-se a Eq. (A.14) na Eq. (A.13), obtém-se que:

$$\mu_t^+ \propto f_{\mu} \kappa C_{\mu} y^{+2}. \quad (\text{A.15})$$

Da Tabela A.1 sabe-se que o limite assintótico para a viscosidade turbulenta é:

$$\mu_t^+ \propto y^{+3}, \quad (\text{A.16})$$

sendo necessário que a função de amortecimento faça com que o limite assintótico seja respeitado. Desta forma, a função f_{μ} tem que cair rapidamente conforme nos aproximamos da parede. Antes de se tentar estabelecer qualquer padrão para esta função é conveniente analisar o limite assintótico para a região logarítmica. Quando a solução tende para esta região, o valor de k tem que tender para a Eq. (A.10). Substituindo-se esta equação na Eq. (A.13), obtém-se que:

$$f_{\mu} \propto 1. \quad (\text{A.17})$$

Desta forma, a função de amortecimento tem que ter o valor unitário quando a solução se aproxima da região logarítmica e tem que fazer com que a viscosidade turbulenta seja proporcional a terceira potência da distância normalizada da parede (y^{+3}). Uma maneira de se

fazer respeitar estes limites e fazer com que a f_μ tenha duas parcelas, sendo que apenas uma delas se torna preponderante quando a solução caminha para um dos extremos. A função que surge naturalmente é:

$$f_\mu = 1 - f(Re_t) \quad (A.18)$$

onde $f(Re_t)$ é uma função de Re_t que é próximo de 0 (zero) e de 1 (um) quando a solução caminha para a região logarítmica e da parede, respectivamente. O argumento da função é o número de Re_t porque ele surge naturalmente como um parâmetro para determinar os limites das soluções na Eq. (A.12). Como a análise do comportamento assintótico mostra que a viscosidade turbulenta tem que cair rapidamente conforme nos aproximamos da parede, uma função exponencial como:

$$f(Re_t) = \exp(-C.Re_t), \quad (A.19)$$

surge como sendo uma boa escolha. Desta forma, pode-se propor que a função de amortecimento para a viscosidade é:

$$f_\mu = 1 - \exp(-C.Re_t), \quad (A.20)$$

restando ainda determinar o valor da constante C . Para tanto, retoma-se a análise de escala representada pelas Eqs. (A.15) e (A.16). Estas duas equações são válidas para a região interna, sendo que f_μ têm que realizar o casamento entre estas duas soluções. Desta forma, pode-se escrever que:

$$f_\mu \kappa C_{\mu} y^{+2} \propto y^{+3}, \quad (A.21)$$

onde f_μ é a dada pela Eq. (A.20). Como os valores de y^+ tende a zero, pode-se expandir a exponencial em série de Taylor considerando-se apenas os dois primeiros termos. Desta forma, obtêm-se que:

$$C \propto \frac{1}{C_{\mu} \cdot \kappa \cdot y^+} \quad (\text{A.22})$$

sendo que para esta região $0 \leq y^+ \leq 10$, que compreende a sub-camada viscosa laminar.

ANEXO B

LISTAGEM DOS PROGRAMAS

B.1 – Q1

```
TALK=T;RUN( 1, 1);VDU=X11-TERM
DISPLAY
*****
*          VERSAO 2.6          *
*          INICIO 23/08/01      *
*****
*                                *
*  DISCO PARALELO COM TERMOS  *
*          FONTE                *
*****
*          OBSERVACOES         *
*****
*  VERSAO * ADICIONAIS         *
*****
*  2.0 * SEM VISCOSIDADE       *
*  2.1 * SO DIFUSAO           *
*  2.2 * ELIPTICO LAMINAR      *
*  2.3 * ELIPTICO TURBULENTO   *
*      * MODELO K-E PADRAO     *
*  2.4 * ELIPTICO COM ROTACAO *
*      * LAMINAR -> PROBLEMAS *
*      * NA PAREDE            *
*  2.5 * ELIPTICO COM ROTACAO *
*      * TURBULENTO, MODELO   *
*      * K-E PADRAO           *
*  2.6 * ELIPTICO COM ROTACAO *
*      * TURBULENTO, MODELO   *
*      * DE DUAS CAMADAS      *
*****
*          ATUAL 21/11/01      *
*****
ENDDIS
```

```
*****
*****
Group 1. Run Title and Number
*****
*****
TEXT(Disco paralelos com termos fontes )
*****
*****
Group 2. Transience
STEADY = T

*****
*****
Group 3,4,5. X-Y-Z Direction Grid Spacing

*****
*****
* Definicao da geometria
REAL(RENT,COMPX,COMPY,COMPZ)

REAL(ReQ,ReR,YPLRT1,YPLRT2,YPLRT3,REYL
IM)

CHAR(CAMPVL,TURB,CAMPTU,TWOLAY)

INTEGER(IPRT,NY1,NY2,NY3,NY4,NZ1,NZ2,MA
XIT)
* CAMPVL = S/N?; TURB = S/N?;
CAMPTU = S/N?;
CAMPVL = S; TURB = S; CAMPTU = S;
TWOLAY = S

COMPX = 1.0
```

```

COMPY = 7.6E-3/2
YPLRT1 = 0.5E-3
YPLRT2 = 0.3E-3
YPLRT3 = 0.1E-3
COMPZ = 234.E-3
RENT = 46.E-03
ReQ = 4.7E+04
ReR = 500.
REYLIM = 30.
MAXIT = 100

NX = 1
NY1 = 19; NY2 = 30; NY3 = 0; NY4 = 0; NY
= NY1+NY2+NY3+NY4
NZ1 = 50; NZ2 = 0; NZ = NZ1 + NZ2
IPRT = 10
LSTEP = 1; STEADY = T

GRDPWR(X, NX, COMPX, 1.0)
NREGY=2; NREGZ=1
IREGY=1; GRDPWR(Y, NY1, COMPY-
(YPLRT1+YPLRT2+YPLRT3), 1.0)
IREGY=2; GRDPWR(Y, NY2, YPLRT1, 1.0)
IREGY=3; GRDPWR(Y, NY3, YPLRT2,
1.0)
IREGY=4; GRDPWR(Y, NY4, YPLRT3,
1.0)
IREGZ=1; GRDPWR(Z, NZ1, COMPZ, 1.0)
IREGZ=2; GRDPWR(Z, NZ2, 2*COMPZ/3,
1.0)
IF(:STEADY:.EQ.F) THEN
+ REAL(TLEN)
+ MSG(ESCOAMENTO TRANSIENTE
+ LSTEP = 2; TLEN = 0.05
+ GRDPWR(T, LSTEP, TLEN, 1.)
ENDIF

*****
*****
Group 6. Body-Fitted Coordinates
*****
*****
Group 7. Variables:
STOREd, SOLVEd, NAMEd
ONEPHS = T

NAME(17) = DZG
NAME(18) = DZW
NAME(25) = UT
NAME(26) = VWL
NAME(27) = HPL

STORE(HPOR, NPOR, VPOR, DZG, DZW, UT, VWL,
HPL)
IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ STORE(GENK, ENUT)
+ NAME(19) = UWLL
+ NAME(20) = FLAM
+ NAME(21) = YER
+ NAME(22) = FTUR
+ NAME(23) = FATR
+ NAME(24) = WM
+ NAME(28) = UM
+ NAME(29) = YPL
+ NAME(30) = YERN
+ NAME(31) = FUM
+ NAME(32) = FTOW
+ NAME(34) = YN
+
STORE(UWLL, FLAM, YER, FTUR, FATR, WM, UM,
YPL)
+ IF(:TWOLAY:.EQ.S) THEN
+ STORE(YN, YERN, FTOW, FUM)
+ ENDIF
ENDIF

* Y in SOLUTN argument list denotes:
* 1-stored 2-solved 3-whole-field
* 4-point-by-point 5-explicit 6-harmonic
averaging
SOLUTN(P1 ,Y,Y,Y,N,N,Y)
SOLUTN(UT ,Y,Y,N,N,N,Y)
SOLUTN(V1 ,Y,Y,N,N,N,Y)
SOLUTN(W1 ,Y,Y,N,N,N,Y)

*****
*****
Group 8. Terms & Devices
* Y in TERMS argument list denotes:
* 1-built-in source 2-convection 3-diffusion
4-transient
* 5-first phase variable 6-interphase
transport
TERMS(UT,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS(V1,Y,Y,Y,N,Y,N)
TERMS(W1,Y,Y,Y,N,Y,N)
IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ TERMS(KE,N,Y,Y,N,Y,N)
+ TERMS(EP,N,Y,Y,N,Y,N)
ENDIF

*****
*****

```

```

Group 9. Properties
REAL(WIN,Q,OMEGA)
RHO1 = 1.0E+03
ENUL = 1.82E-05
Q = ReQ*12.57*COMPY*ENUL
WIN = Q/12.57/RENT/COMPY

MSG(Velocidade de entrada = :WIN: - m/s
MSG(Vazao = :Q*1000*60: - l/min
MSG(Reynolds de vazao = : ReQ:

OMEGA = ReR*ENUL/4/COMPY**2
MSG(Velocidade angular =
:OMEGA*60/2/3.14: - rpm
MSG(Velocidade angular = :OMEGA: -
rad/s
MSG(Reynolds rotacional = : ReR:

IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+
REAL(EPINIT,KEINIT,CMUCD,LM,INTURB,AV
K)
+ INTURB = 0.02; CMUCD = 0.09;
AVK=0.41;LM = AVK*COMPY
+ KEINIT = (INTURB*WIN)**2
+ EPINIT =
CMUCD**0.75*KEINIT**1.5/LM
+ IF(:TWOLAY:.EQ.S) THEN
+ ENUT=GRND;EL1=GRND
+ SOLVE(KE,EP)
+ MSG(ESCOAMENTO TURBULENTO
- MODELO KE-EP DE DUAS CAMADAS
+ MSG( CASAMENTO FEITO EM
REYNOLDS = :REYLIM:
+ ELSE
+ TURMOD(KEMODL)
+ MSG( MODELO K-E PADRAO
+ ENDIF
ENDIF

```


Group 10. Inter-Phase Transfer Processes

Group 11. Initialise Var/Porosity Fields

```

IF(:CAMPVL:.EQ.S) THEN
+ FIINIT(P1) = READFI
+ FIINIT(UT) = READFI

```

```

+ FIINIT(V1) = READFI
+ FIINIT(W1) = READFI
+ MSG( LEU OS ARQUITVOS PHI PARA
AS VELOCIDADES
ELSE
+ FIINIT(P1) = 0.0
+ FIINIT(UT) =
OMEGA*(COMPZ+RENT)/2
+ FIINIT(V1) = 0.0
+ FIINIT(W1) = WIN
ENDIF

```

```

IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ IF(:CAMPV:.EQ.S) THEN
+ FIINIT(KE) = READFI
+ FIINIT(EP) = READFI
+ FIINIT(ENUT) = READFI
+ MSG( LEU OS ARQUITVOS PHI PARA
KE E EP
+ ELSE
+ FIINIT(KE) = 5.0E+0
+ FIINIT(EP) = 1.0E+4
+ FIINIT(ENUT) = 1.0E-4
+ ENDIF
ENDIF

```

```

* Definicao das porosidades
FIINIT(NPOR) = 0.0
FIINIT(HPOR) = 0.0
FIINIT(VPOR) = 1.0
* TP1 - Variavel temporaria para determinar
a face do VC
* TP2 - Variavel temporaria para determinar
o centro do VC
* TP4 - Variavel temporaria que determina
DZG
* TP5 - Variavel temporaria que determina
DZW

```

```

REAL(TP1,TP2,TP4,TP5)
DO KK = 1,NZ
+ TP1 = RENT + ZFRAC(KK)*ZWLAST
+ IF (KK.EQ.1) THEN
+ TP2 = RENT +
ZFRAC(KK)*ZWLAST/2
+ TP4 = ZFRAC(2)*ZWLAST/2
+ TP5 = ZFRAC(1)*ZWLAST
+ ELSE
+ TP2 = RENT +
(ZFRAC(KK)+ZFRAC(:KK-1:))*ZWLAST/2
+ TP4 = (ZFRAC(:KK+1:)-
ZFRAC(:KK-1:))*ZWLAST/2
+ TP5 = (ZFRAC(:KK:)-ZFRAC(:KK-
1:))*ZWLAST

```

```

+   ENDIF
+
PATCH(HPOR:KK:,INIVAL,1,NX,1,NY,KK,KK,1,
LSTEP)
+
COVAL(HPOR:KK:,HPOR,FIXVAL,TP1)
+
PATCH(NPOR:KK:,INIVAL,1,NX,1,NY,KK,KK,1,
LSTEP)
+
COVAL(NPOR:KK:,NPOR,FIXVAL,TP2)
+   IF(KK.NE.NZ) THEN
+
PATCH(DZG:KK:,INIVAL,1,NX,1,NY,KK,KK,1,L
STEP)
+
COVAL(DZG:KK:,DZG,FIXVAL,TP4)
+
PATCH(DZW:KK:,INIVAL,1,NX,1,NY,KK,KK,1,L
STEP)
+
COVAL(DZW:KK:,DZW,FIXVAL,TP5)
+   ENDIF
+   IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+
PATCH(VPOR:KK:,INIVAL,1,NX,1,NY,KK,KK,1,
LSTEP)
+
COVAL(VPOR:KK:,VPOR,FIXVAL,TP2)
+   ENDIF
ENDDO

```

```

RSTGRD = F
INIADD = F

```

```

*****
*****

```

Group 12. Patchwise adjustment of terms

```

*****
*****

```

Group 13. Boundary & Special Sources

```

*****
TERMO FONTE TURBULENTO
*****
IF(:TWOLAY:.EQ.S) THEN
+
PATCH(FONTKE,PHASEM,1,NX,1,NY,1,NZ,1,LS
TEP)
+ COVAL(FONTKE,KE,GRND1,GRND1)
+ COVAL(FONTKE,EP,GRND1,GRND1)
+ msg(passou por aqui

```

```
ENDIF
```

```
*****
```

```
TERMO FONTE PARA A EQUACAO DE
```

```
W1
```

```
*****
```

```

TERMO VISCOSO -> VISW1 = -
mi*W1/Z^2
PATCH(VISW1, CELL, 1,NX, 1,NY, 1,NZ,
1,LSTEP)
COVAL(VISW1, W1, GRND, 0.0)

```

```

TERMO INERCIAL -> INEW1 =
rho*UT^2/Z
PATCH(INEW1, CELL,1,NX, 1,NY, 1,NZ,
1,LSTEP)
COVAL(INEW1, W1, FIXFLU, GRND)

```

```

TERMO INERCIAL TURBULENTO ->
INEW1T = rho*ut'^2/Z
IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ PATCH(INEW1T, CELL, 1,NX, 1,NY,
1,NZ, 1,LSTEP)
+ COVAL(INEW1T, W1, GRND, GRND)
ENDIF

```

```
*****
```

```
TERMO FONTE PARA A EQUACAO DE
```

```
UT
```

```
*****
```

```

TERMO VISCOSO -> VISUT = -
mi*UT/Z^2
PATCH(VISUT, CELL, 1,NX, 1,NY, 1,NZ,
1,LSTEP)
COVAL(VISUT, UT, GRND, 0.0)

```

```

TERMO INERCIAL -> INEUT = -
rho*UT*W1/Z
PATCH(INEUT, CELL, 1,NX, 1,NY, 1,NZ,
1,LSTEP)
COVAL(INEUT, UT, GRND, 0.0)

```

```

TERMO INERCIAL TURBULENTO ->
INEUTT = -rho*ut'*w1'/Z
IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ PATCH(INEUTT, CELL, 1,NX, 1,NY,
1,NZ, 1,LSTEP)
+ COVAL(INEUTT, UT, GRND, GRND)
ENDIF

```

```
*****
```

```
CONDICOES DE CONTORNO
```

```

*****

      PATCH(ENT      ,LOW, 1,NX, 1,NY, 1,1,
1,LSTEP)
      COVAL(ENT      ,P1,  FIXFLU,
RENT*RHO1*WIN)
      COVAL(ENT      ,UT, 0.0,0.0)
      COVAL(ENT      ,V1, 0.0,0.0)
      COVAL(ENT      ,W1, 0.0, WIN)
      IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ COVAL(ENT ,KE ,0.0,KEINIT)
+ COVAL(ENT ,EP ,0.0,EPINIT)
      ENDIF

      PATCH(SAI      ,FREEH, 1,NX, 1,NY,
NZ,NZ, 1,LSTEP)
      COVAL(SAI      ,P1 , 1.000E+01, .000E+00)
      COVAL(SAI      ,UT , ONLYMS, 0.0)
      COVAL(SAI      ,V1 , ONLYMS, 0.0)
      COVAL(SAI      ,W1 , ONLYMS, 0.0)
      IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ COVAL(SAI      ,KE , ONLYMS, 0.0)
+ COVAL(SAI      ,EP , ONLYMS, 0.0)
      ENDIF

      IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ PATCH(PN, NORTH, 1,NX, NY,NY,
1,NZ, 1,LSTEP)
+ COVAL(PN, W1, GRND, 0.0 )
+ COVAL(PN, UT, GRND, GRND )
      COVAL(PN, KE, GRND, 0.0 )
      ELSE
+ PATCH(PN, NWALL, 1,NX, NY,NY,
1,NZ, 1,LSTEP)
+ COVAL(PN, W1, GRND, 0.0 )
+ COVAL(PN, UT, GRND, GRND )
      ENDIF

      WALL(PN,NORTH, 1,NX, NY,NY, 1,NZ,
1,1)

*****
*****
      Group 14. Downstream Pressure For PARAB
*****
*****
      Group 15. Terminate Sweeps
*****

REAL(ALFA,FLXRFUT,FLXRFW1,FLXRFV1,FL
XRFMS)
      LSWEPT = MAXIT
      LITHYD = 100
      SELREF = T

      IF(:SELREF:.EQ.F) THEN
+ FLXRFMS      =
RHO1*WIN*COMPX*COMPY*RENT/NX/NY/NZ
+ FLXRFUT      =
RHO1*OMEGA*(RENT+COMPZ)/2*COMPX*CO
MPY/NX/NY/NZ
+ FLXRFV1      =
RHO1*WIN*(RENT+0.5*COMPZ)*COMPX*COM
PZ/NX/NY/NZ
+ FLXRFW1      =
RHO1*WIN*COMPZ*COMPY/NX/NY/NZ
+ ALFA = 0.01
+ RESREF(P1) = 1.758E-02
+ RESREF(V1) = 1.005E-01
+ RESREF(W1) = 1.414E-03
+ RESREF(UT) = 1.544E-03

      ENDIF
      MSG( RESREF(P1) = :RESREF(P1):
MSG( RESREF(UT) = :RESREF(UT):
MSG( RESREF(V1) = :RESREF(V1):
MSG( RESREF(W1) = :RESREF(W1):

      IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ IF(:SELREF:.EQ.F) THEN
+ RESREF(KE) = 9.228E-3
+ RESREF(EP) = 1.446
+ ENDIF
+ MSG( RESREF(KE) = :RESREF(KE):
+ MSG( RESREF(EP) = :RESREF(EP):
      ENDIF

*****
*****
      Group 16. Terminate Iterations
      LITER (P1) = 50; LITER(UT) = 50
      LITER (V1) = 20; LITER(W1) = 50
      ENDIT (P1) = 1.000E-03; ENDIT(UT) =
1.000E-04
      ENDIT (V1) = 1.000E-03; ENDIT(W1) =
1.000E-04
      IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ LITER(KE) = 50; LITER(EP) = 50
+ ENDIT(KE) = 1.000E-04; ENDIT(EP) =
1.000E-04

```

```

ENDIF

*****
*****

      Group 17. Relaxation
      IF(:STEADY:.EQ.T) THEN
+ RELAX(P1,LINRLX, 3.000E-01)
+ RELAX(UT,FALSDT, 1.000E-02)
+ RELAX(V1,FALSDT, 1.000E-03)
+ RELAX(W1,FALSDT, 1.000E-03)
+ IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ RELAX(KE, LINRLX, 1.000E-01)
+ RELAX(EP, LINRLX, 1.000E-01)
+ RELAX(ENUT,LINRLX, 1.000E-00)
+ ENDIF
      ELSE
+ RELAX(P1,LINRLX, 3.000E-01)
+ RELAX(UT,LINRLX, 5.000E-02)
+ RELAX(V1,LINRLX, 5.000E-02)
+ RELAX(W1,LINRLX, 5.000E-02)
+ RELAX(KE,LINRLX, 5.000E-02)
+ RELAX(EP,LINRLX, 5.000E-02)
+ RELAX(ENUT,LINRLX, 4.000E-01)
      ENDIF
*****

      Group 18. Limits
      VARMAX(P1 ) = 10*RHO1*WIN**2
;VARMIN(P1 )=10*RHO1*WIN**2
      VARMAX(UT ) =
10*(RENT+COMPZ)*OMEGA ;VARMIN(UT ) =
1.000E-10
      VARMAX(V1 ) = 1.000E+10
;VARMIN(V1 )=1.000E+10
      VARMAX(W1 ) = 100*WIN
;VARMIN(W1 )= -100*WIN
      VARMAX(KE ) = 5.0E+01
;VARMIN(KE )= 1.000E-10
      VARMAX(EP ) = 5.0E+09
;VARMIN(EP )= 1.000E-10
      VARMAX(ENUT) = 1.0E-01
;VARMIN(ENUT)= 1.000E-10
*****
*****

      Group 19. EARTH Calls To GROUND
Station
      IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ GENK = T
+ DVDX = F; DWDX = F
      ENDIF
      RG(1) = RHO1
      RG(2) = WIN
      RG(3) = COMPY
      RG(4) = RENT
      RG(5) = ENUL

      RG(6) = COMPZ
      RG(7) = ReQ
      RG(8) = COMPX
      RG(9) = OMEGA
      RG(10) = ReR
      RG(11) = REYLIM
      CG(1) = :TURB:
      CG(2) = :TWOLAY:
*****
*****

      Group 20. Preliminary Printout
      ECHO = T
*****
*****

      Group 21. Print-out of Variables
*****
*****

      Group 22. Monitor Print-Out
      IXMON = 1; IYMON = NY/2; IZMON =
NZ/2
      NYPRIN = 1; NZPRIN = 1
      TSTSWP = LSWEET/TPRT
*****
*****

      Group 23.Field Print-Out & Plot Control
      INIFLD = F ; SUBWGR = F
      No PATCHes yet used for this Group
      * Y in OUTPUT argument list denotes:
      * 1-field 2-correction-eq. monitor 3-
selective dumping
      * 4-whole-field residual 5-spot-value table
6-residual table
      OUTPUT(P1, Y,N,N,Y,Y,Y)
      OUTPUT(UT, Y,N,N,Y,Y,Y)
      OUTPUT(V1, Y,N,N,Y,Y,Y)
      OUTPUT(W1, Y,N,N,Y,Y,Y)
      OUTPUT(NPOR,N,N,N,N,N,N)
      OUTPUT(HPOR,N,N,N,N,N,N)
      OUTPUT(DZW, N,N,N,N,N,N)
      OUTPUT(DZG, N,N,N,N,N,N)
      OUTPUT(HPL, N,N,N,N,N,N)
      OUTPUT(VWL, N,N,N,N,N,N)
      IF(:TURB:.EQ.S) THEN
+ OUTPUT(VPOR, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(KE, Y, N,N,Y,Y,Y)
+ OUTPUT(EP, Y, N,N,Y,Y,Y)
+ OUTPUT(UWLL, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(FLAM, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(YER, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(FTUR, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(FATR, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(WM, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(UM, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(YPL, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(YERN, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(FUM, N,N,N,N,N,N)

```

```

+ OUTPUT(FTOW, N,N,N,N,N,N)
+ OUTPUT(YN, N,N,N,N,N,N)
ENDIF
*****
*****
Group 24. Dumps For Restarts
B.2 – GROUND.F

C*****
C*   VERSAO 2.6.1      *
C*   INICIO 23/08/01   *
C*****
C*   *
C* DISCO PARALELO COM TERMOS
FONTE *
C   *
C*****
C*   OBSERVACOES      *
C*****
C* VERSAO * ADICIONAIS *
C*****
C* 2.0 * SEM VISCOSIDADE *
C* 2.1 * SO DIFUSAO      *
C* 2.2 * ELIPTICO LAMINAR *
C* 2.3 * ELIPTICO TURBULENTO *
C*   * MODELO K-E PADRAO *
C* 2.4 * ELIPTICO COM ROTACAO *
C*   * LAMINAR -> PROBLEMAS *
C*   * NA PAREDE      *
C* 2.5 * ELIPTICO COM ROTACAO *
C*   * TURBULENTO, MODELO *
C*   * K-E PADRAO      *
C* 2.6 * ELIPTICO COM ROTACAO *
C*   * TURBULENTO, MODELO *
C*   * DE DUAS CAMADAS *
C*****
C*   ATUAL 05/11/01    *
C*****

C FILE NAME GROUND.FTN-----
-----081294
c#### dbs/hqq 08.12.94 UCONV comments
provided
c#### dbs/mrm 10.08.94 new access point on
group 19, section 11
SUBROUTINE GROUND
INCLUDE 'lp21/d_includ/satear'
INCLUDE 'lp21/d_includ/grdloc'
INCLUDE 'lp21/d_includ/grdear'
INCLUDE 'lp21/d_includ/grdbfc'
CXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX
XXXXXXXXXXXXXXXXXXXX USER SECTION STARTS:

```

```

*****
*****
Group 25. Debug settings

STOP
C
C 1 Set dimensions of data-for-GROUND
arrays here. WARNING: the
C corresponding arrays in the MAIN
program of the satellite
C and EARTH must have the same
dimensions.
PARAMETER (NLG=100, NIG=200,
NRG=200, NCG=100)
C

COMMON/LGRND/LG(NLG)/IGRND/IG(NIG)/RG
RND/RG(NRG)/CGRND/CG(NCG)
LOGICAL LG
CHARACTER*4 CG

C
C 2 User dimensions own arrays here, for
example:
C DIMENSION
GUH(10,10),GUC(10,10),GUX(10,10),GUZ(10)
C
C 3 User places his data statements here, for
example:
C DATA NXDIM,NYDIM/10,10/
C
C 4 Insert own coding below as desired,
guided by GREX examples.
C Note that the satellite-to-GREX special
data in the labelled
C COMMONs /RSG/, /ISG/, /LSG/ and
/CSG/ can be included and
C used below but the user must check
GREX for any conflicting
C uses. The same comment applies to the
EARTH-spare working
C arrays EASP1, EASP2,...EASP20. In
addition to the EASPs,
C there are 10 GRound-earth SPare arrays,
GRSP1,...,GRSP10,
C supplied solely for the user, which are not
used by GREX. If
C the call to GREX has been deactivated
then all of the arrays
C may be used without reservation.
C
C*****
*****

```

```

C
  IXL=IABS(IXL)
  IF(IGR.EQ.13) GO TO 13
  IF(IGR.EQ.19) GO TO 19
  GO TO
(1,2,3,4,5,6,25,8,9,10,11,12,13,14,25,25,25,25,19,20,
25,
  125,23,24),IGR
25 CONTINUE
RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 1. Run title and other
preliminaries
C
  1 GO TO (1001,1002),ISC

1001 CONTINUE
C
C      User may here change message
transmitted to the VDU screen

IF(IGR.EQ.1.AND.ISC.EQ.1.AND..NOT.NULLPR)
  1 CALL WRYT40('GROUND file is
GROUND.F of: 05/11/01 ')
C
  CALL MAKE(DYV2D)
  CALL MAKE(DYG2D)
  CALL MAKE(DXU2D)
  RETURN
1002 CONTINUE
RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 2. Transience; time-step
specification
C
  2 CONTINUE
  RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 3. X-direction grid specification
C
  3 CONTINUE
  RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 4. Y-direction grid specification
C
  4 CONTINUE

```

```

RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 5. Z-direction grid specification
C
  5 CONTINUE
  RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 6. Body-fitted coordinates or
grid distortion
C
  6 CONTINUE
  RETURN
C*****
*****
C * Make changes for this group only in
group 19.
C--- GROUP 7. Variables stored, solved &
named
C*****
*****
C
C--- GROUP 8. Terms (in differential
equations) & devices
C
  8 GO TO
(81,82,83,84,85,86,87,88,89,810,811,812,813,814,81
5)
  1,ISC
81 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 -----
-----
C      For U1AD.LE.GRND--- phase 1
additional velocity. Index VELAD
  RETURN
82 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 -----
-----
C      For U2AD.LE.GRND--- phase 2
additional velocity. Index VELAD
  RETURN
83 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 -----
-----
C      For V1AD.LE.GRND--- phase 1
additional velocity. Index VELAD
  RETURN
84 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 -----
-----

```



```

      C      For V2AD.LE.GRND--- phase 2
additional velocity. Index VELAD
      RETURN
      85 CONTINUE
      C * ----- SECTION 5 -----
-----
      C      For W1AD.LE.GRND--- phase 1
additional velocity. Index VELAD
      RETURN
      86 CONTINUE
      C * ----- SECTION 6 -----
-----
      C      For W2AD.LE.GRND--- phase 2
additional velocity. Index VELAD
      RETURN
      87 CONTINUE
      C * ----- SECTION 7 -----
Volumetric source for gala
      RETURN
      88 CONTINUE
      C * ----- SECTION 8 -----
Convection fluxes
      C--- Entered when UCONV =.TRUE.; block-
location indices are:
      C      LD11 for east and north (accessible at the
same time),
      C      LD12 for west and south (accessible at the
same time),
      C      LD2  for high (which becomes low for the
next slab).
      C      User should provide INDVAR and
NDIREC IF's as appropriate.
      RETURN
      89 CONTINUE
      C * ----- SECTION 9 -----
Diffusion coefficients
      C--- Entered when UDIFF =.TRUE.; block-
location indices are LAE
      C      for east, LAW for west, LAN for north,
LAS for
      C      south, LD11 for high, and LD11 for low.
      C      User should provide INDVAR and
NDIREC IF's as above.
      C      EARTH will apply the DIFCUT and GP12
modifications after the user
      C      has made his settings.
      C
      RETURN
      90 CONTINUE
      C * ----- SECTION 10 ---
Convection neighbours
      RETURN
      911 CONTINUE

```

```

      C * ----- SECTION 11 ---
Diffusion neighbours
      RETURN
      812 CONTINUE
      C * ----- SECTION 12 ---
Linearised sources
      RETURN
      813 CONTINUE
      C * ----- SECTION 13 ---
Correction coefficients
      RETURN
      814 CONTINUE
      C * ----- SECTION 14 --- User's
own solver
      RETURN
      815 CONTINUE
      C * ----- SECTION 15 --- Change
solution
      RETURN
      C
      C * See the equivalent section in GREX for
the indices to be
      C      used in sections 7 - 15
      C
      C * Make all other group-8 changes in
GROUP 19.
      C*****
      *****
      C
      C--- GROUP 9. Properties of the medium (or
media)
      C
      C      The sections in this group are arranged
sequentially in their
      C      order of calling from EARTH. Thus, as can
be seen from below,
      C      the temperature sections (10 and 11)
precede the density
      C      sections (1 and 3); so, density formulae can
refer to
      C      temperature stores already set.
      9          GO          TO
(91,92,93,94,95,96,97,98,99,900,901,902,903,904,90
5),ISC
      C*****
      *****
      900 CONTINUE
      C * ----- SECTION 10 -----
-----
      C      For TMP1.LE.GRND----- phase-1
temperature Index TEMP1
      RETURN
      901 CONTINUE

```

```

C * ----- SECTION 11 -----
-----
C   For TMP2.LE.GRND----- phase-2
temperature Index TEMP2
RETURN
902 CONTINUE
C * ----- SECTION 12 -----
-----
C   For EL1.LE.GRND----- phase-1 length
scale Index LEN1
C... COMPRIMENTO DE ESCALA - LEN1 =
CD*KE**1.5/EP
C... VALOR DO NUMERO DE REYNOLDS
PARA O CASAMENTO ENTRE AS DUAS
SOLUCOES
C...      RG(3) = COMPY
C..      RG(11) = REYLIM = 60.0 ->
VIA q1
C..      AK = 0.41 -> VIA GREX
IF(CG(2).EQ.'S') THEN
CALL FN31(LEN1,KE,EP,CD,1.5,-1.0)
CALL
SUB3(L0VL,L0F(VISL),L0DY,L0F(DYV2D),L0KE
,L0F(KE))
CALL
SUB2(L0YERN,L0F(LBNAME('YERN')),L0LEN,L
0F(LEN1))

L0YN = L0F(LBNAME('YN'))
DO J=1,NY
IF(J.EQ.1) YN = F(L0DY+NY+1-J)/2
IF(J.NE.1) THEN
DY1 = 0
DO JJ = 1,J-1
DY1 = DY1 + F(L0DY+NY+1-JJ)
ENDDO
YN = DY1 + F(L0DY+NY+1-J)/2
ENDIF
F(L0YN+NY+1-J) = YN
ENDDO
DO J = 1,NY
YERN=SQRT(ABS(F(L0KE+J))*F(L0YN+J)/(F(L0
VL+J)+TINY)
IF(ABS(YERN).LT.RG(11)) THEN
F(L0LEN+J) =
AMAX1(TINY,AK*F(L0YN+J))
ENDIF
F(L0YERN+J) = YERN
ENDDO
ENDIF
RETURN
903 CONTINUE

C * ----- SECTION 13 -----
-----
C   For EL2.LE.GRND----- phase-2 length
scale Index LEN2
RETURN
904 CONTINUE
C * ----- SECTION 14 -----
-----
C   For SOLVE(TEM1)----- phase-1
specific heat
RETURN
905 CONTINUE
C * ----- SECTION 15 -----
-----
C   For SOLVE(TEM2)----- phase-2
specific heat
RETURN
91 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 -----
-----
C   For RHO1.LE.GRND--- density for phase
1 Index DEN1
RETURN
92 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 -----
-----
C   For DRH1DP.LE.GRND---
D(LN(DEN))/DP for phase 1
C Index D1DP
RETURN
93 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 -----
-----
C   For RHO2.LE.GRND--- density for phase
2 Index DEN2
RETURN
94 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 -----
-----
C   For DRH2DP.LE.GRND---
D(LN(DEN))/DP for phase 2
C Index D2DP
RETURN
95 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 -----
-----
C   For ENUT.LE.GRND--- reference
turbulent kinematic viscosity
C Index VIST
C... VISCOSIDADE TURBULENTA VIST =
CMU*KE**0.5*LEN1
C... VALOR DO NUMERO DE REYNOLDS
PARA O CASAMENTO ENTRE AS DUAS
SOLUCOES

```

```

C..          RG(11) = REYLIM = 60.0 ->
VIA q1
      IF(CG(2).EQ.'S') THEN
        CALL
        FN31(VIST,KE,LEN1,CMU,0.5,1.0)
        CALL
        SUB3(L0KE,L0F(KE),L0DY,L0F(DYV2D),L0VL,L
        0F(VISL))
        CALL
        SUB3(L0YERN,L0F(LBNAME('YERN')),L0FUM,L
        0F(LBNAME('FUM')),
        &
        L0VT,L0F(VIST))
        L0YN = L0F(LBNAME('YN'))
        DO J=1,NY
        IF(J.EQ.1) YN = F(L0DY+NY+1-J)/2
        IF(J.NE.1) THEN
          DY1 = 0
          DO JJ = 1,J-1
            DY1 = DY1 + F(L0DY+NY+1-JJ)
          ENDDO
          YN = DY1 + F(L0DY+NY+1-J)/2
        ENDIF
        F(L0YN+NY+1-J) = YN
        ENDDO
        DO J = 1,NY
          FUM = 1.
        YERN=SQRT(ABS(F(L0KE+J)))*F(L0YN+J)/(F(L0
        VL+J)+TINY)
        IF(ABS(YERN).LT.RG(11)) THEN
          FUM = AMAX1(AMIN1(1.0-EXP(-
        0.0198*YERN),1.0),1.E-9)
          F(L0VT+J) = F(L0VT+J)*FUM
          ENDIF
          F(L0FUM+J) = FUM
          F(L0YERN+J) = YERN
          ENDDO
          ENDIF
          RETURN
        96 CONTINUE
      C * ----- SECTION 6 -----
      -----
      C   For ENUL.LE.GRND--- reference laminar
      kinematic viscosity
      C                                     Index VISL
      RETURN
      97 CONTINUE
      C * ----- SECTION 7 -----
      -----
      C   For PRNDTL( ) .LE.GRND--- laminar
      PRANDTL nos., or diffusivity
      C                                     Index
      LAMPR

```

```

      RETURN
      98 CONTINUE
      C * ----- SECTION 8 -----
      -----
      C   For PHINT( ) .LE.GRND--- interface
      value of first phase
      C                                     Index FII1
      RETURN
      99 CONTINUE
      C * ----- SECTION 9 -----
      -----
      C   For PHINT( ) .LE.GRND--- interface
      value of second phase
      C                                     Index FII2
      RETURN
      C*****
      *****
      C
      C---   GROUP   10.   Inter-phase-transfer
      processes and properties
      C
      10 GO TO (101,102,103,104),ISC
      101 CONTINUE
      C * ----- SECTION 1 -----
      -----
      C   For CFIPS.LE.GRND--- inter-phase
      friction coeff.
      C                                     Index
      INTFRC
      RETURN
      102 CONTINUE
      C * ----- SECTION 2 -----
      -----
      C   For CMDOT.EQ.GRND- inter-phase mass
      transfer Index INTMDT
      RETURN
      103 CONTINUE
      C * ----- SECTION 3 -----
      -----
      C   For CINT( ) .EQ.GRND--- phase1-to-
      interface transfer coefficients
      C                                     Index COI1
      RETURN
      104 CONTINUE
      C * ----- SECTION 4 -----
      -----
      C   For CINT( ) .EQ.GRND--- phase2-to-
      interface transfer coefficients
      C                                     Index COI2
      RETURN
      C*****
      *****
      C

```

```

C--- GROUP 11. Initialization of variable or
porosity fields
C                               Index VAL
11 CONTINUE
RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 12. Convection and diffusion
adjustments
C
12 CONTINUE
RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 13. Boundary conditions and
special sources
C                               Index for Coefficient
- CO                               Index for Value -
VAL
13 CONTINUE
GO                               TO
(130,131,132,133,134,135,136,137,138,139,1310,
11311,1312,1313,1314,1315,1316,1317,1318,1319,1
320,1321),ISC
130 CONTINUE
C----- SECTION 1 -----
coefficient = GRND
CCCCCCCCCCCC
C      TERMO FONTE PARA A EQUACAO
DE W1
C
C      TERMO VISCOSO -> VISW1 = -
mi*W1p*DXU2D*DYV2D*DZG/HPOR
C      TYPE = CELL = 1
C      CO =
mi*DXU2D*DYV2D*DZG/HPOR
C      VAL = 0.0
C
C      T.INER. TURB. -> INEW1T =
2*rho*VIST/HPOR*(HPOR*KEp/3/VIST-
W1p)*DXU2D*DYV2D*DZG
C      TYPE = CELL = 1
C      CO =
2*rho*VIST*DXU2D*DYV2D*DZG/HPOR
C      VAL = HPOR*KEp/3/VIST
C      KEp = (KE_H + KE_P)/2
CCCCC

IF((NPATCH.EQ.'VISW1').AND.(INDVAR.EQ.W1)
) THEN

IF(CG(1).EQ.'S') THEN
c      CALL FN0(CO,VIST)
c      CALL FN25(CO,RG(1))
VISCO=RG(1)*RG(5)
CALL FN1(CO,VISCO)
ELSE
VISCO=RG(1)*RG(5)
CALL FN1(CO,VISCO)
ENDIF
CALL FN26(CO,DXU2D)
CALL FN26(CO,DYV2D)
CALL FN26(CO,LBNAME('DZG'))
CALL FN27(CO,LBNAME('HPOR'))
ENDIF

IF((NPATCH.EQ.'INEW1T').AND.(INDVAR.EQ.W
1)) THEN
CALL FN0(CO,VIST)
CALL FN25(CO,RG(1))
CALL FN25(CO,2)
CALL FN26(CO,DXU2D)
CALL FN26(CO,DYV2D)
CALL FN26(CO,LBNAME('DZG'))
CALL FN27(CO,LBNAME('HPOR'))
ENDIF
CCCCCCCCCCCC
C      TERMO FONTE PARA A EQUACAO
DE UT
C
C      TERMO VISCOSO -> VISUT = -
mi*UTp*DXU2D*DYV2D*DZW/NPOR
C      TYPE = CELL = 1
C      CO =
mi*DXU2D*DYV2D*DZW/NPOR
C      VAL = 0.0
CCCCC

IF((NPATCH.EQ.'VISUT').AND.(INDVAR.EQ.25))
THEN
IF(CG(1).EQ.'S') THEN
c      CALL FN0(CO,VIST)
c      CALL FN25(CO,RG(1))
VISCO = RG(1)*RG(5)
CALL FN1(CO,VISCO)
ELSE
VISCO = RG(1)*RG(5)
CALL FN1(CO,VISCO)
ENDIF
CALL FN26(CO,DXU2D)
CALL FN26(CO,DYV2D)
CALL FN26(CO,LBNAME('DZW'))
CALL FN27(CO,LBNAME('NPOR'))
ENDIF

```

```

CCCCCCCCCCCC
C      TERMO FONTE PARA A EQUACAO
DE UT
C
C      TERMO INERCIAL -> INEUT = -
rho*UTp*W1p*DXU2D*DYV2D*DZW
C      TYPE = CELL = 1
C      CO =
rho*W1p*DXU2D*DYV2D*DZW
C      VAL = 0.
C      W1p = W11*HPOR1/NPORp
C
C      T. INER. TURB. -> INEUTT = -
rho*VIST/NPOR(1/NPOR*DUT/DZ-
UTp)*DXU2D*DYV2D*DZW
C      TYPE = CELL = 1
C      CO = -
rho*VIST/NPOR*DXU2D*DYV2D*DZW
C      VAL = 1/NPOR*DUT/DZ
CCCCC
      IF((NPATCH.EQ.'TNEUT').AND.(INDVAR
.EQ.25)) THEN
          DO K = 1,NZ
              L0VWL =
L0F(ANYZ(LBNAME('VWL'),K))
              L0HPL =
L0F(ANYZ(LBNAME('HPL'),K))
              DO J = 1,NY
                  IF(K.EQ.1) THEN
                      L0W11 = L0F(ANYZ(W1,K))
                      L0HP =
L0F(ANYZ(LBNAME('HPOR'),K))
                      F(L0VWL+J) =
F(L0W11+J)*F(L0HP +J)
                      ELSE
                          KL = K-1
                          L0W1L = L0F(ANYZ(W1,KL))
                          L0HP =
L0F(ANYZ(LBNAME('HPOR'),KL))
                          F(L0VWL+J) = F(L0W11+J)*F(L0HP
+J)
                      ENDIF
                  ENDDO
              ENDDO
              CALL FN1(CO,RG(1))
              CALL FN26(CO,LBNAME('VWL'))
              CALL FN27(CO,LBNAME('NPOR'))
              CALL FN26(CO,DXU2D)
              CALL FN26(CO,DYV2D)
              CALL FN26(CO,LBNAME('DZW'))
              ENDIF
              IF((NPATCH.EQ.'TNEUTT').AND.(INDVA
R.EQ.25)) THEN

```

```

      CALL FN0(CO,VIST)
      CALL FN25(CO,-RG(1))
      CALL FN27(CO,LBNAME('NPOR'))
      CALL FN26(CO,DXU2D)
      CALL FN26(CO,DYV2D)
      CALL FN26(CO,LBNAME('DZW'))
      ENDIF
CCCCCCC
C      CONDICAO DE CONTORNO NA
PAREDE - LAMINAR
C
C      TERMO FONTE -> PN = -
mi*A*d(vel)/dy
C      VELOCIDADE W1
C      PN = mi*Anorth*HPOR*(0-
W1p)/DYG/2
C      CO = NPOR
C      T = mi*Anorth/DYG/2 ->
TYPE = NWALL
C      VELOCIDADE UT
C      PN =
mi*Anorth*NPOR*(omega*raio-UTp)/DYG/2
C      CO = NPOR
C      T = mi*Anorth/DYG/2 ->
TYPE = NWALL
C      VAL =
omega*raio
CCCCC
      IF((CG(1).EQ.'N').AND.(NPATCH.EQ.'PN')) THEN
          IF(INDVAR.EQ.W1) THEN
              CALL FN0(CO,LBNAME('HPOR'))
          ENDIF
          IF(INDVAR.EQ.25) THEN
              CALL FN0(CO,LBNAME('NPOR'))
          ENDIF
          ENDIF
CCCCCCCC
C      CONDICAO DE CONTORNO NA
PAREDE - TURBULENTO
C
C      TERMO FONTE -> PN =
rho*A*f*u_wall*(Value - W1p)
C      A = Anorth -> TYPE =
NORTH
C      f -> fator de atrito =
max(f_lam,f_turb)
C      f_lam = 1/Re =
ni/(u_wall*(0.5*DYG))

```

```

      LOYR
      LOF(ANYZ(LBNAME('YER'),NZ))
      LOLL
      LOF(ANYZ(LBNAME('UWLL'),NZ))
      F(LOYR+NY) = F(LOLL+NY)*COEF +
TINY
      CALL
      FN28(LBNAME('FLAM'),LBNAME('YER'),1.)
      LOFL
      LOF(ANYZ(LBNAME('FLAM'),NZ))
      F(LOFL+NY) = 1./F(LOYR+NY)
C
C..... CALCULO DO FATOR DE ATRITO
TURBULENTO - FTUR
      FF = 0.01
      DO KK = 1,NZ
      LOYER
      LOF(ANYZ(LBNAME('YER'),KK))
      DO LL = 1,20
      ARG = 1.01 +
9.0*F(LOYER+NY)*FF
      FF = 0.4127/ALOG(ARG)
      ENDDO
      LOFT
      LOF(ANYZ(LBNAME('FTUR'),KK))
      F(LOFT+NY) = FF*FF
      ENDDO
C
C..... CALCULO DO FATOR DE ATRITO -
FATR=MAX(FLAM,FTUR)
      CALL
      FN0(LBNAME('FATR'),LBNAME('FLAM'))
      CALL
      FNMAX(LBNAME('FATR'),LBNAME('FTUR'))
      LOFA
      LOF(ANYZ(LBNAME('FATR'),NZ))
      LOFL
      LOF(ANYZ(LBNAME('FLAM'),NZ))
      LOFT
      LOF(ANYZ(LBNAME('FTUR'),NZ))
      IF(F(LOFL+NY).GT.F(LOFT+NY))
THEN
      F(LOFA+NY) = F(LOFL+NY)
      ELSE
      F(LOFA+NY) = F(LOFT+NY)
      ENDIF
C
C..... ESPECIFICANDO O COEFICIENTE
PARA W1 E UT
      IF(INDVAR.EQ.W1) THEN
      COEF = RG(1)
      CALL FN1(CO,COEF)
      CALL FN26(CO,LBNAME('UWLL'))
      CALL FN26(CO,LBNAME('FATR'))

```

```

        CALL FN26(CO, LBNAME('HPOR'))
c      CALL FN0(CO, LBNAME('HPOR'))
    ENDIF
    IF(INDVAR.EQ.25) THEN
        COEF = RG(1)
        CALL FN1(CO, COEF)
        CALL FN26(CO, LBNAME('UWLL'))
        CALL FN26(CO, LBNAME('FATR'))
        CALL FN26(CO, LBNAME('NPOR'))
c      CALL FN0(CO, LBNAME('NPOR'))
    ENDIF
    C IF(INDVAR.EQ.KE) THEN
    C   DELTA = F(L0F(DYV2D)+NY)/2.
    C   COEF = RG(1)*RG(5)/DELTA
    C   CALL FN1(CO, DELTA)
    C   CALL FN26(CO, LBNAME('NPOR'))
    C ENDIF

    C CALCULANDO Y+
    CALL
FN0(LBNAME('YPL'), LBNAME('YER'))
    CALL
FN37(LBNAME('YPL'), LBNAME('FATR'), 0.5)
c      CALL
FN0(LBNAME('YPL'), LBNAME('YER'))
c      CALL FN51(LBNAME('YPL'), 0.5)
    ENDIF

    RETURN
131 CONTINUE
C----- SECTION 2 -----
coefficient = GRND1
C...coeficiente para as grandezas turbulentas
    IF(CG(2).EQ.'S') THEN
        CALL
SUB3(L0KE, L0F(KE), L0VL, L0F(VISL), L0DY, L0F(
DYV2D))
        CALL
SUB3(L0YERN, L0F(LBNAME('YERN')), L0FUM, L
0F(LBNAME('FUM')),
        &
L0FTOW, L0F(LBNAME('FTOW')))
        L0YN = L0F(LBNAME('YN'))
        DO J=1, NY
            IF(J.EQ.1) YN = F(L0DY+NY+1-J)/2
            IF(J.NE.1) THEN
                DY1 = 0
                DO JJ = 1, J-1
                    DY1 = DY1 + F(L0DY+NY+1-JJ)
                ENDDO
                YN = DY1 + F(L0DY+NY+1-J)/2
            ENDIF
            F(L0YN+NY+1-J) = YN
        ENDDO

```

```

        DO J = 1, NY
            FUM = 1.
            FTOW = 1.

YERN=SQRT(ABS(F(L0KE+J)))*F(L0YN+J)/(F(L0
VL+J)+TINY)
            IF(ABS(YERN).LT.RG(11)) THEN
                FTOW = AMIN1(1.E6, 1.0 +
5.3/(YERN+TINY))
                FUM = AMAX1(AMIN1(1.0-EXP(-
0.0198*YERN), 1.0), 1.E-9)
            ENDIF
            F(L0FUM+J) = FUM
            F(L0YERN+J) = YERN
            F(L0FTOW+J) = FTOW
        ENDDO
        IF(INDVAR.EQ.KE) THEN
            CONST=CD/CMU
        ELSEIF(INDVAR.EQ.EP) THEN
            CONST=C2E*CD/CMU
        ENDIF
        CALL FN31(CO, VIST, LEN1, CONST, 1.0, -
2.0)
            IF(INDVAR.EQ.KE) CALL
FN76(CO, LBNAME('FTOW'), LBNAME('FUM'))
            IF(INDVAR.EQ.EP) THEN
                L0CO = L0F(CO)
                CONST = 0.8*FIXVAL
                DO J = 1, NY
                    IF(F(L0YERN+J).LT.RG(11))
F(L0CO+J) = CONST
                ENDDO
            ENDIF
        ENDIF
        RETURN
132 CONTINUE
C----- SECTION 3 -----
coefficient = GRND2
        RETURN
133 CONTINUE
C----- SECTION 4 -----
coefficient = GRND3
        RETURN
134 CONTINUE
C----- SECTION 5 -----
coefficient = GRND4
        RETURN
135 CONTINUE
C----- SECTION 6 -----
coefficient = GRND5
        RETURN
136 CONTINUE
C----- SECTION 7 -----
coefficient = GRND6

```

```

      RETURN
      137 CONTINUE
      C----- SECTION 8 -----
      coefficient = GRND7
      RETURN
      138 CONTINUE
      C----- SECTION 9 -----
      coefficient = GRND8
      RETURN
      139 CONTINUE
      C----- SECTION 10 -----
      coefficient = GRND9
      RETURN
      1310 CONTINUE
      C----- SECTION 11 -----
      coefficient = GRND10
      RETURN
      1311 CONTINUE
      C----- SECTION 12 -----
      -- value = GRND
      CCCCCCCCCC
      C   TERMO FONTE PARA A EQUACAO
      DE W1
      C
      C   TERMO INERCIAL -> INEW1 = -
      rho*UTp**2*DXU2D*DYV2D*DZG
      C           TYPE = CELL = 1
      C           CO = FIXFLU
      C
      C           VAL =
      rho*UTp**2*DXU2D*DYV2D*DZG
      C           UTp = (UTp + UTh)/2
      C
      C   T.INER. TURB. -> INEW1T =
      2*rho*VIST/HPOR*(HPOR*KEp/3/VIST-
      W1p)*DXU2D*DYV2D*DZG
      C           TYPE = CELL = 1
      C           CO =
      2*rho*VIST*DXU2D*DYV2D*DZG/HPOR
      C           VAL = HPOR*KEp/3/VIST
      C           KEp = (KE_H + KE_P)/2
      CCCCC
      IF((NPATCH.EQ.'TNEW1').AND.(INDVAR.EQ.W1)
      ) THEN
          CALL
          FNAV(VAL,LBNAME('UT'),'HIGH')
          CALL FN50(VAL,2)
          CALL FN25(VAL,RG(1))
          CALL FN26(VAL,LBNAME('DZG'))
          CALL FN26(VAL,DXU2D)
          CALL FN26(VAL,DYV2D)
          ENDIF
      IF((NPATCH.EQ.'TNEW1T').AND.(INDVAR.EQ.W
      1)) THEN
          CALL FNAV(VAL,KE,'HIGH')
          CALL FN26(VAL,LBNAME('HPOR'))
          CALL FN27(VAL,VIST)
          CALL FN25(VAL,0.3333)
          ENDIF
      CCCCCCCCCC
      C   TERMO FONTE PARA A EQUACAO
      DE UT
      C
      C   T. INER. TURB. -> INEUTT = -
      rho*VIST/NPOR(1/NPOR*DUT/DZ-
      UTp)*DXU2D*DYV2D*DZW
      C           TYPE = CELL = 1
      C           CO = -
      rho*VIST/NPOR*DXU2D*DYV2D*DZW
      C           VAL = 1/NPOR*DUT/DZ
      CCCCC
      IF((NPATCH.EQ.'TNEUTT').AND.(INDVAR.EQ.25
      )) THEN
          IF(IZ.EQ.1) THEN
              LOESP8 = LOF(EASP8)
              LOUT =
              LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ)) =
              LOUTH =
              LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ+1)) =
              LODZ =
              LOF(ANYZ(LBNAME('DZG'),IZ)) =
              LONPR =
              LOF(ANYZ(LBNAME('NPOR'),IZ)) =
              DO J = 1,NY
                  AUX1 = (F(LOUTH+J)-
                  F(LOUT+J))/F(LODZ+J)
                  F(LOESP8+J) = AUX1
              ENDDO
          ENDIF
          IF(IZ.EQ.NZ) THEN
              LOESP8 = LOF(EASP8)
              LOUT =
              LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ)) =
              LOUTL =
              LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ-1)) =
              LODZL =
              LOF(ANYZ(LBNAME('DZG'),IZ-1)) =
              LONPR =
              LOF(ANYZ(LBNAME('NPOR'),IZ)) =
              DO J = 1,NY
                  AUX1 = (F(LOUT+J)-
                  F(LOUTL+J))/F(LODZL+J)
                  F(LOESP8+J) = AUX1

```



```

      ENDDO
      ENDIF
      IF((IZ.NE.1).AND.(IZ.NE.NZ)) THEN
        L0ESP8 = L0F(EASP8)
        L0UT = (F(L0UTH+J)-F(L0UT+J))/F(L0DZ+J)
        L0UTH = (F(L0UT+J)-F(L0UTL+J))/F(L0DZL+J)
        L0DZ = 0.5*(DUTDZ1+DUTDZ2)
        L0DZL = 0.5*(DUTDZ1+DUTDZ2)
        L0NPR = 0.5*(DUTDZ1+DUTDZ2)
        DO J = 1, NY
          DUTDZ1 = (F(L0UTH+J)-F(L0UT+J))/F(L0DZ+J)
          DUTDZ2 = (F(L0UT+J)-F(L0UTL+J))/F(L0DZL+J)
          AUX1 = 0.5*(DUTDZ1+DUTDZ2)
          F(L0ESP8+J) = AUX1
        ENDDO
      ENDIF
      CALL FN0(VAL,EASP8)
      CALL FN27(VAL,LBNAME('NPOR'))
    ENDIF
CCCCC
C
C      CONDICAO DE CONTORNO NA
PAREDE - VELOCIDADE UT
C
VAL = omega*raio
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCCC
CCCCCCCCCCCCCCCCCCCC

IF((NPATCH.EQ.'PN').AND.(INDVAR.EQ.25))
THEN
  CALL FN1(VAL, RG(9))
  CALL FN26(VAL,LBNAME('NPOR'))
  ENDIF
  RETURN
1312 CONTINUE
C----- SECTION 13 -----
-- value = GRND1
C.. VALUE PARA KE E PE
  IF(CG(2).EQ.'S') THEN
    CALL
    SUB3(L0KE,L0F(KE),L0VL,L0F(VISL),L0DY,L0F(DYV2D))
    CALL
    SUB3(L0YERN,L0F(LBNAME('YERN')),L0FUM,L0F(LBNAME('FUM'))),

```

```

C----- SECTION 14 -----
-- value = GRND2
  RETURN
  1314 CONTINUE
C----- SECTION 15 -----
-- value = GRND3
  RETURN
  1315 CONTINUE
C----- SECTION 16 -----
-- value = GRND4
  RETURN
  1316 CONTINUE
C----- SECTION 17 -----
-- value = GRND5
  RETURN
  1317 CONTINUE
C----- SECTION 18 -----
-- value = GRND6
  RETURN
  1318 CONTINUE
C----- SECTION 19 -----
-- value = GRND7
  RETURN
  1319 CONTINUE
C----- SECTION 20 -----
-- value = GRND8
  RETURN
  1320 CONTINUE
C----- SECTION 21 -----
-- value = GRND9
  RETURN
  1321 CONTINUE
C----- SECTION 22 -----
-- value = GRND10
  RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 14. Downstream pressure for
PARAB=.TRUE.
C
  14 CONTINUE
  RETURN
C*****
*****
C* Make changes to data for GROUPS 15, 16,
17, 18 GROUP 19.
C*****
*****
C
C--- GROUP 19. Special calls to GROUND
from EARTH
C

```

```

19          GO          TO
(191,192,193,194,195,196,197,198,199,1910,1911),I
SC
  191 CONTINUE
C * ----- SECTION 1 ---- Start of
time step.
  RETURN
  192 CONTINUE
C * ----- SECTION 2 ---- Start of
sweep.
  RETURN
  193 CONTINUE
C * ----- SECTION 3 ---- Start of
iz slab.
  RETURN
  194 CONTINUE
C * ----- SECTION 4 ---- Start of
iterations over slab.
  RETURN
  1911 CONTINUE
C * ----- SECTION 11---- After
calculation of convection
C                      fluxes for scalars, and
of volume
C                      fractions, but before
calculation of
C                      scalars or velocities
  RETURN
  199 CONTINUE
C * ----- SECTION 9 ---- Start of
solution sequence for
C                      a
variable
  RETURN
  1910 CONTINUE
C * ----- SECTION 10---- Finish
of solution sequence for
C                      a
variable
  RETURN
  195 CONTINUE
C * ----- SECTION 5 ---- Finish
of iterations over slab.
  RETURN
  196 CONTINUE
C * ----- SECTION 6 ---- Finish
of iz slab.
  RETURN
  197 CONTINUE
C * ----- SECTION 7 ---- Finish
of sweep.
  RETURN
  198 CONTINUE

```

C * ----- SECTION 8 ---- Finish
of time step.

C
C RECUPERANDO AS VARIAVEIS DO q1
RHO1 = RG(1)
WIN = RG(2)
COMPY = 2*RG(3)
RENT = RG(4)
ENUL = RG(5)
COMPZ = RG(6)
REXT = RENT+COMPZ
ReQ = RG(7)
OMEGA = RG(9)
ReR = RG(10)

C ABRINDO OS ARQUITVOS DE DADOS

OPEN(UNIT=500,FILE='p1.dat',STATUS='UNKNO
WN')

OPEN(UNIT=505,FILE='zp.dat',STATUS='UNKNO
WN')

OPEN(UNIT=600,FILE='v1.dat',STATUS='UNKNO
WN')

OPEN(UNIT=700,FILE='w1.dat',STATUS='UNKN
OWN')

OPEN(UNIT=800,FILE='ut.dat',STATUS='UNKNO
WN')

OPEN(UNIT=900,FILE='ke.dat',STATUS='UNKNO
WN')

OPEN(UNIT=950,FILE='ep.dat',STATUS='UNKNO
WN')

OPEN(UNIT=960,FILE='ypl.dat',STATUS='UNKN
OWN')

OPEN(UNIT=970,FILE='enut.dat',STATUS='UNKN
OWN')

OPEN(UNIT=980,FILE='prod.dat',STATUS
='UNKNOWN')

OPEN(UNIT=990,FILE='reyn.dat',STATUS
='UNKNOWN')

OPEN(UNIT=650,FILE='caso.dat',STATUS='UNKN
OWN')

C DETERMINANDO A POSICAO INICIAL
DAS VARIAVEIS E SALVANDO AS

C VARIAVEIS NOS RESPECTIVOS
ARQUIVOS

WRITE(500,501)

WRITE(505,506)

WRITE(600,601)

WRITE(700,701)

WRITE(800,801)

WRITE(900,911)

WRITE(950,951)

WRITE(960,961)

WRITE(970,971)

WRITE(980,981)

WRITE(990,991)

DO K = 1,NZ

LOP1 = LOF(ANYZ(P1,K))

LORM

=

LOF(ANYZ(LBNAME('NPOR'),K))

LORF

=

LOF(ANYZ(LBNAME('HPOR'),K))

LOYP

=

LOF(ANYZ(LBNAME('YPL'),K))

LOAT

=

LOF(ANYZ(LBNAME('FATR'),K))

LOUP

=

LOF(ANYZ(LBNAME('UWLL'),K))

LOUT = LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),K))

LOV1 = LOF(ANYZ(V1,K))

LOW1 = LOF(ANYZ(W1,K))

LOKE = LOF(ANYZ(KE,K))

LOEP = LOF(ANYZ(EP,K))

LOVT = LOF(ANYZ(VIST,K))

LOGEN

=

LOF(ANYZ(LBNAME('GENK'),K))

USTAR

=

F(LOAT+NY)**0.5*F(LOUP+NY)

c

USTAR

=

(F(LOUP+NY)*ENUL/F(LOF(DYV2D)+NY)/2)**0.
5

LOYRN

=

LOF(ANYZ(LBNAME('YERN'),K))

LOFUM

=

LOF(ANYZ(LBNAME('FUM'),K))

LOFTO

=

LOF(ANYZ(LBNAME('FTOW'),K))

GYF = 0.

DO J = 1,NY

DYF = F(LOF(DYV2D)+J)

GYM = GYF + 0.5*DYF

GYF = GYF + DYF

GZM = F(LORM+J)

GZF = F(LORF+J)

GP1 = F(LOP1+J)

GUT = F(LOUT+J)

```

        GV1 = F(LOV1+J)
        GW1 = F(LOW1+J)
        GKE = F(LOKE+J)
        GEP = F(LOEP+J)
        GVT = F(LOVT+J)
        GGE = F(LOGEN+J)
        YPL = USTAR*(COMPY/2-
GYM)/ENUL
        GYR = F(LOYRN+J)
        GFM = F(LOFUM+J)
        GFT = F(LOFTO+J)

C ADIMENSIONALIZACAO
        GP1A = GP1/RHO1/WIN**2
        GZMA = GZM/RENT
        GZFA = GZF/RENT
        GYMA = GYM/COMPY
        GYFA = GYF/COMPY
        GUTA = GUT/OMEGA/GZM
        GV1A = GV1/WIN
        GW1A = GW1*GZF/WIN/RENT
        GVTA = GVT/ENUL
        GKEA = GKE/USTAR**2
        GEPA = GEP*ENUL/USTAR**4

WRITE(500,1501)GZMA,GYMA,GP1,GP1A
        IF(J.EQ.1) THEN

WRITE(505,1504)GZMA,GP1,GP1A
        ENDIF
        IF(J.NE.NY)
WRITE(600,1501)GZMA,GYFA,GV1,GV1A
        IF(K.NE.NZ)
WRITE(700,1501)GZFA,GYMA,GW1,GW1A

WRITE(800,1501)GZMA,GYMA,GUT,GUTA

WRITE(900,1503)GZMA,GYMA,GKE,YPL,GKEA

WRITE(950,1503)GZMA,GYMA,GEP,YPL,GEPA

WRITE(970,1503)GYMA,GZMA,GVT,YPL,GVTA

WRITE(980,1501)GZMA,GYMA,GGE,YPL

WRITE(990,1503)GZMA,GYMA,GYR,GFM,GFT
        ENDDO

WRITE(960,1503)GZMA,F(LOYP+NY),F(LOAT+N
Y),F(LOUP+NY),USTAR
        ENDDO

WRITE(650,651)RENT,REXT,COMPY,ReQ,ReR,N
Y,NZ,CG(1),RG(11)
        651          FORMAT(20X,'SISTEMA
CARTESIANO',//,
        &          'Geometria do caso em questao',//,
        &          'Raio de entrada = ',F10.7/,
        &          'Raio de saida = ',F10.7/,
        &          'Espacamento entre os discos =
',F10.7,//,
        &          'Parametros dinamicos - Numeros
adimensionais',//,
        &          'ReQ = ',E15.5/,
        &          'ReR = ',E15.5//,
        &          'Malha utilizada',//,
        &          'Ny = ',I3/,
        &          'Nz = ',I3//,
        &          'Tipo de escoamento e parametros
de controle',//,
        &          'Escoamento turbulento = ',A3/,
        &          'Casamento entre as solucoes =
',E15.5)
        1501 FORMAT(1X,4E15.5)
        1503 FORMAT(1X,5E15.5)
        1504 FORMAT(1X,3E15.5)
        501  FORMAT(9X,'R/RENT',10X,' Y/S ',
9X,' P1 ',9X,'P1_ADM')
        506  FORMAT(9X,'R/RENT', 9X,' P1 ',
9X,'P1_ADM')
        601  FORMAT(9X,'R/RENT',10X,' Y/S ',
9X,' V1 ',9X,'V1_ADM')
        701  FORMAT(9X,'R/RENT',10X,' Y/S ',
9X,' W1 ',9X,'W1_ADM')
        801  FORMAT(9X,'R/RENT',10X,' Y/S ',
9X,' UT ',9X,'UT_ADM')
        911  FORMAT(9X,'R/RENT',10X,' Y/S ',
9X,' KE ',9X,' YPL ',9X,
        &
'KE_ADM')
        951  FORMAT(6X,'R/RENT', 9X,' Y/S
',11X,' EP ',9X,' YPL ',9X,
        &
'EP_ADM')
        961          FORMAT(9X,'R/RENT',
9X,'YPLUS',10X,'ATRITO',9X,'U_WALL',9X,
        &
' U*
')
        971  FORMAT(9X,'R/RENT', 9X,' Y/S
',11X,' ENUT ',9X,' YPL ',5X,
        &
'ENUT_ADM')
        981  FORMAT(9X,'R/RENT', 9X,' Y/S
',11X,'LGEN1 ',9X,' YPL ')

```

```
      991  FORMAT(9X,'R/RENT', 9X,' Y/S
',11X,' REYN ',9X,' FMU ',11X,'FTWO')
      RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 20. Preliminary print-out
C
      20 CONTINUE
      RETURN
C*****
*****
C* Make changes to data for GROUPS 21 and
22 only in GROUP 19.
C*****
*****
C
C--- GROUP 23. Field print-out and plot
cont. 21
      23 CONTINUE
      RETURN
C*****
*****
C
C--- GROUP 24. Dumps for restarts
C
      24 CONTINUE
      END
```

B.3 – GXGENK.F

```

C*****
C*      VERSAO 2.5      *
C*      INICIO 22/08/01  *
C*****
C*      *
C* DISCO PARALELO COM TERMOS
FONTE *
C      *
C*****
C*      OBSERVACOES      *
C*****
C* VERSAO * ADICIONAIS      *
C*****
C* 2.0 * SEM EFEITO      *
C* 2.1 * SEM EFEITO      *
C* 2.2 * SEM EFEITO      *
C* 2.3 * ELIPTICO TURBULENTO *
C*      * MODELO K-E PADRAO *
C*      * DISCOS PARADOS      *
C* 2.4 * SEM EFEITO      *
C 2.5 *      ELIPTICO
TURBULENTO *
C*      * MODELO K-E PADRAO *
C*      * DISCOS RODANDO      *
C*****
C*      ATUAL 15/10/01      *
C*****

```

C FILE NAME..... GXGENK.FTN
060495

C!!
!!!!!!!!!!!!!!

C**** SUBROUTINE GXGENK is called
from section 4, group 19 of GREX3,

C and is entered whenever the built-in
source for H1 or H2 is set

C to Y in the TERMS command, and when
GENK=T for k-l or k-e

C turbulence model options. For the non-
BFC's the GXSQUR subroutine

C is called here, and the results are stored in
LGEN for use in

C group 13; for the BFC's, the GXGENB
subroutine is called.

C
C.... The dummy IPH is the index, which
indicates that the storage is

C provided for the first-phase (IPH=0) or
the second-phase (IPH=1);

C it is subject to the allocation of an
EARTH storage for LGEN1 or

C LGEN2; the EARTH storage is provided
in group 1 of the GREX3

C when GENK=T. The argument PARAB is
the logical used in

C the SATELLITE, indicating whether the
flow is parabolic

C (=T) or not (=F); the PARAB is used in
GXSQUR called from

C this subroutine.

C
C.... The library cases 174,191 (k-l model),
175,192,290 (k-e model)

C and 701(bfctst) make use of it.

C
SUBROUTINE
GXGENK(IPH,PARAB,BFC)
INCLUDE 'lp21/d_includ/grdloc'

COMMON/IDATA/NX,NY,NZ,IFL2(117)

LOGICAL PARAB,BFC

COMMON

/NAMFN/NAMFUN,NAMSUB

CHARACTER*6 NAMFUN,NAMSUB

C
NAMSUB = 'GXGENK'
C.... Select 1st phase or 2nd phase store
according to IPH...

LGEN = LGEN1

IF(IPH.NE.0) LGEN = LGEN2

IF(CSG3.EQ.'LCRU') THEN

C.... Generation term for MB-FGE technique.

CALL UNGENB(L0F(LGEN))

ELSE

IF(GENK.AND.BFC) THEN

CALL GXGENB(IPH,LGEN)

ELSE

CALL GXSQUR(IPH,PARAB,LGEN)

ENDIF

ENDIF

CALL SCAPRP(L0F(LGEN),0.0.,TRUE.)

CALL SCAPOR(L0F(LGEN),0.0.,TRUE.)

END

C!!
!!!!!!!!!!!!!!

C**** SUBROUTINE GXSQUR is called
from group 1 of GREX3 and from the

C subroutine GXGENK. Therefore, the
subroutine is entered whenever

C GXGENK is activated.

C
C.... The dummy IPH is the index, which
indicates that the storage is

```

C    provided for the first-phase (IPH=0) or
the second-phase (IPH=1);
C    it is subject to the allocation of EARTH
storage for LGEN1 or
C    LGEN2; the EARTH storage is provided
in group 1 of the GREX3
C    when GENK=T. The argument PARAB is
the logical in the SATELLITE,
C    indicating whether the flow is parabolic
(=T) or not (=F).
C    The dummy LGEN is carried from
GXGENK, through LGEN1 and LGEN2.
C
C.... The library cases 174,191 (k-l model),
175,192,290 (k-e model)
C    make use of it.
C
C.... The following subroutines are used here:
C    FNDUDX(Y,U) Y = dU/dX;
FNDUDY(Y,U) Y = dU/dY; FNDUDZ(Y,U) Y =
dU/dZ
C    FNDVDX(Y,V) Y = dV/dX;
FNDVDY(Y,V) Y = dV/dY; FNDVDZ(Y,V) Y =
dV/dZ
C    FNDWDX(Y,W) Y = dW/dX;
FNDWDY(Y,W) Y = dW/dY; FNDWDZ(Y,W) Y =
dW/dZ
C    FN1(Y,A) Y = A
C    FN25(Y,A) Y = A*Y
C    FN49(Y,X) Y = Y+X**2
C    FN60(Y,X) Y = Y+X
C
SUBROUTINE
GXSQUR(IPH,PARAB,LGEN)
INCLUDE 'lp21/d_includ/grdear'
INCLUDE 'lp21/d_includ/grdloc'

COMMON/IDATA/NX,NY,NZ,IFL2(117)
LOGICAL PARAB
LOGICAL
DUDX1,DUDY1,DUDZ1,DVDX1,DVDY1,DVDZ1,
DWDX1,DWDY1,DWDZ1
SAVE
DUDX1,DUDY1,DUDZ1,DVDX1,DVDY1,DVDZ1,
DWDX1,DWDY1,DWDZ1
CLOGICAL DUTDX1,DUTDY1,DUTDZ1
CSAVE DUTDX1,DUTDY1,DUTDZ1
COMMON
/NAMFN/NAMFUN,NAMSUB
CHARACTER*6 NAMFUN,NAMSUB
C
NAMSUB = 'GXSQUR'
IF(IGR.EQ.1) THEN

```

```

C.... Necessary logicals are set when the call is
from Group 1
CALL
SUB3L(DUDX1,FALSE,DUDY1,FALSE,DUDZ1
,FALSE.)
CALL
SUB3L(DVDX1,FALSE,DVDY1,FALSE,DVDZ1
,FALSE.)
CALL
SUB3L(DWDX1,FALSE,DWDY1,FALSE,DWD
Z1,FALSE.)
IF(.NOT.PARAB) THEN
IF(STORE(U1)) THEN
DUDX1 = (DUDX .OR. GENK)
.AND. NX .GT. 2
DUDY1 = (DUDY .OR. GENK)
.AND. NY .GT. 1
DUDZ1 = (DUDZ .OR. GENK) .AND.
NZ .GT. 1
ENDIF
IF(STORE(V1)) THEN
DVDX1 = (DVDX .OR. GENK)
.AND. NX .GT. 1
DVDY1 = (DVDY .OR. GENK)
.AND. NY .GT. 2
DVDZ1 = (DVDZ .OR. GENK) .AND.
NZ .GT. 1
ENDIF
IF(STORE(W1)) THEN
DWDZ1 = (DWDZ .OR. GENK)
.AND. NZ .GT. 2
DWDX1 = (DWDX .OR. GENK)
.AND. NX .GT. 1
DWDY1 = (DWDY .OR. GENK)
.AND. NY .GT. 1
ENDIF
ELSEIF(STORE(W1)) THEN
DWDX1 = (DWDX .OR. GENK)
.AND. NX .GT. 1
DWDY1 = (DWDY .OR. GENK)
.AND. NY .GT. 1
ENDIF
ELSE
C.... IGR.GT 1

CALL FN1(LGEN,0.0)
C..... Term 1 = 2*( (DUT/DX + W/Z)**2 +
(DV/DY)**2 + (DW/DZ)**2 )
C.....
C..... (DUT/DX)**2 = 0.0
KOUNT = 0
IF(DUDX1) THEN
KOUNT = KOUNT + 1
CALL FNDUDX(EASP8,U1+IPH)

```

```

      CALL FN49(LGEN,EASP8)
    ENDIF
    C.....
    C..... (W/Z)**2
    IF(STORE(LBNAME('UT')) THEN
      KOUNT = KOUNT + 1
      CALL FNAV(EASP8,W1+IPH,'LOW')
    CALL FN27(EASP8,LBNAME('NPOR'))
      IF(IZ.EQ.1) THEN
        LOESP8 = LOF(EASP8)
        LOW1 = LOF(ANYZ(W1,1))
        LONPR
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('NPOR'),1))
        DO J = 1,NY

F(LOESP8+J)=F(LOW1+J)/F(LONPR+J)
      ENDDO
    ENDIF
    CALL FN49(LGEN,EASP8)
    ENDIF
    IF(DVDY1 ) THEN
      KOUNT = KOUNT + 1
      CALL FN1(EASP8,1.00E-10)
      CALL FNDVDY(EASP8,V1+IPH)
      F(LOF(EASP8)+1) = 1.00E-10
      F(LOF(EASP8)+NY) = 1.00E-10
      CALL FN49(LGEN,EASP8)
    ENDIF
    C..... (DW/DZ)**2
    IF(DWDZ1 ) THEN
      KOUNT = KOUNT + 1
      CALL FNDWDZ(EASP8,W1+IPH)
      IF(IZ.EQ.1) THEN
        LOESP8 = LOF(EASP8)
        LOWL = LOF(ANYZ(W1,IZ))
        LOWH = LOF(ANYZ(W1,IZ+1))
        LODZW
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('DZW'),IZ+1))
        DO J = 1,NY
          F(LOESP8+J) = (F(LOWH+J)-
F(LOWL+J))/F(LODZW+J)
        ENDDO
      ENDIF
      IF(IZ.EQ.NZ) THEN
        LOESP8 = LOF(EASP8)
        LOWL = LOF(ANYZ(W1,IZ-2))
        LOWH = LOF(ANYZ(W1,IZ-1))
        LODZW
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('DZW'),IZ-1))
        DO J = 1,NY
          F(LOESP8+J) = (F(LOWH+J)-
F(LOWL+J))/F(LODZW+J)
        ENDDO
      ENDIF

```

```

      CALL FN49(LGEN,EASP8)
    ENDIF
    IF(KOUNT.GT.0) CALL
    FN25(LGEN,2.0)
    C.... Term 2 = ( DUT/DZ - UT/Z )**2
    C....
    C..... SEM EFEITO -> DUDY1 =
    FALSE
      KOUNT = 0
      IF(DUDY1) THEN
        KOUNT = KOUNT + 1
        CALL FNDUDY(EASP8,U1+IPH)
      ENDIF
    C..... DUT/DZ - UT/Z
    IF(STORE(LBNAME('UT')) THEN
      KOUNT = KOUNT + 1
      IF(IZ.EQ.1) THEN
        LOESP8 = LOF(EASP8)
        LOUT
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ))
        LOUTH
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ+1))
        LODZ
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('DZG'),IZ))
        LONPR
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('NPOR'),IZ))
        DO J = 1,NY
          AUX1 = (F(LOUTH+J)-
F(LOUT+J))/F(LODZ+J)
          AUX2 = F(LOUT+J)/F(LONPR+J)
          F(LOESP8+J) = AUX1-AUX2
        ENDDO
      ENDIF
      IF(IZ.EQ.NZ) THEN
        LOESP8 = LOF(EASP8)
        LOUT
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ))
        LOUHL
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ-1))
        LODZL
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('DZG'),IZ-1))
        LONPR
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('NPOR'),IZ))
        DO J = 1,NY
          AUX1 = (F(LOUT+J)-
F(LOUHL+J))/F(LODZL+J)
          AUX2 = F(LOUT+J)/F(LONPR+J)
          F(LOESP8+J) = AUX1-AUX2
        ENDDO
      ENDIF
      IF((IZ.NE.1).AND.(IZ.NE.NZ)) THEN
        LOESP8 = LOF(EASP8)
        LOUT
        =
        LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ))

```



```

                                LOUTH      =
LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ+1))
                                LODZ       =
LOF(ANYZ(LBNAME('DZG'),IZ))
    LOUTL = LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ-1))
    LODZL=LOF(ANYZ(LBNAME('DZG'),IZ-1))
    LONPR= LOF(ANYZ(LBNAME('NPOR'),IZ))
    DO J = 1, NY
        DUTDZ1=(F(LOUTH+J)-
F(LOUT+J))/F(LODZ+J)
        DUTDZ2      =      (F(LOUT+J)-
F(LOUTL+J))/F(LODZL+J)
        AUX1  = 0.5*(DUTDZ1+DUTDZ2)
        AUX2  = F(LOUT+J)/F(LONPR+J)
        F(LOESP8+J)= AUX1-AUX2
    ENDDO
    ENDIF
    ENDIF
    IF(DVDX1) THEN
        KOUNT = KOUNT + 1
        IF(KOUNT.NE.2) THEN
            CALL FNDVDX(EASP8,V1+IPH)
        ELSE
            CALL FNDVDX(EASP9,V1+IPH)
            CALL FN60(EASP8,EASP9)
        ENDIF
    ENDIF
    IF(KOUNT.GT.0)CALLFN49(LGEN,EASP8)
    C..... Term 3 = ( DUT/DY )**2
    KOUNT = 0
    C..... SEM EFEITO -> DUDZ1 = FALSE
    IF(DUDZ1) THEN
        KOUNT = KOUNT + 1
        CALL FNDUDZ(EASP8,U1+IPH)
    ENDIF
    C.....
    C..... SEM EFEITO -> DWDX1 =
FALSE
    IF(DWDX1) THEN
        KOUNT = KOUNT + 1
        IF(KOUNT.NE.2) THEN
            CALL FNDWDX(EASP8,W1+IPH)
        ELSE
            CALL FNDWDX(EASP9,W1+IPH)
            CALL FN60(EASP8,EASP9)
        ENDIF
    ENDIF
    C.....
    C..... (DUT/DY)
    IF(STORE(LBNAME('UT')) THEN
        KOUNT = KOUNT + 1
        CALL FNDSDY(EASP8,LBNAME('UT'))
        LOESP8 = LOF(EASP8)
        LOUT = LOF(ANYZ(LBNAME('UT'),IZ))

                                LODY = LOF(DYG2D)
                                F(LOESP8+1) = (F(LOUT+2)-
F(LOUT+1))/F(LODY+1)
                                F(LOESP8+NY) = (F(LOUT+NY)-
F(LOUT+NY-1))/F(LODY+NY)
                                ENDIF
                                IF(KOUNT.GT.0)      CALL
FN49(LGEN,EASP8)
                                C.... Term 4 = ( DW/DY + DV/DZ )**2
                                KOUNT = 0
                                C..... DW/DY
                                IF(DWDY1) THEN
                                    KOUNT = KOUNT + 1
                                    CALL FNDWDY(EASP8,W1+IPH)
                                    IF(IZ.EQ.1) THEN
                                        LOESP8 = LOF(EASP8)
                                        LOW1 = LOF(ANYZ(W1,1))
                                        LODY = LOF(DYG2D)
                                        F(LOESP8+1) = (F(LOW1+2)-
F(LOW1+1))/F(LODY+1)
                                        DO J = 2,NY-1
                                            F(LOESP8+J)=(F(LOW1+J+1)-
F(LOW1+J))/F(LODY+J)
                                        ENDDO
                                    ENDIF
                                ENDIF
                                IF(DVDZ1) THEN
                                    KOUNT = KOUNT + 1
                                    IF(KOUNT.NE.2) THEN
                                        CALL FNDVDZ(EASP8,V1+IPH)
                                    ELSE
                                        CALL FNDVDZ(EASP9,V1+IPH)
                                        CALL FN60(EASP8,EASP9)
                                    ENDIF
                                ENDIF
                                IF(KOUNT.GT.0)CALLFN49(LGEN,EASP8)
                                ENDIF
                                END
                                C!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
                                !!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
                                C**** SUBROUTINE GXKEGB is called
from group 1, group 19 section 4, and
                                C      group 13 OF GREX3 by setting the
coefficient & value to GRND4 in
                                C      the COVAL statements for KE and EP for
the patch name KEBUOY. See
                                C      the 'K-Epsilon turbulence model' and
'GRAVitational' entries
                                C      in the PHOENICS Encyclopaedia for
further details.
                                C
                                C.... BUOYA, BUOYB and BUOYC signify
the resolutes of the gravitational

```

```

      C      acceleration in the cartesian coordinate
direction XC, YC and ZC.
      C
      SUBROUTINE GXKEGB
      INCLUDE 'lp21/d_includ/satear'
      INCLUDE 'lp21/d_includ/grdear'
      INCLUDE 'lp21/d_includ/grdloc'
      INCLUDE 'lp21/d_includ/grdbfc'

COMMON/GENI/NXNY,IGEN1(17),IR1,IGEN2(5),
IR2,IGEN3(24),ITEM1,ITEM2,
1 IGEN4(9)

COMMON/NAMFN/NAMFUN,NAMSUB
      CHARACTER*6 NAMFUN,NAMSUB
      LOGICAL NEZ,GRN,BOUSS
      SAVE
L0DRDX,L0DRDY,L0DRDZ,L0GENB,L0SCAL,G
CEB,BOUSS,JSCAL,
1 JDRDX,JDRDY,JDRDZ,JGENB
      NAMSUB='GXKEGB'
      IF(CSG3.EQ.'LCRU') THEN
      CALL UNKEGB
      RETURN
      ENDIF
      IF(IGR.EQ.1.AND.ISC.EQ.1) THEN
      C      The Boussinesq approximation is
employed when RHO1 is constant.
      BOUSS=.TRUE.
      IF(GRN(RHO1)) BOUSS=.FALSE.
      IF(BOUSS) THEN
      IF(SOLVE(ITEM1)) THEN
      JSCAL=ITEM1
      IF(GRNDNO(10,BUOYD)) CALL
MAKE(EASP3)
      ELSE
      JSCAL=H1
      ENDIF
      ELSE
      JSCAL=DEN1
      ENDIF
      JDRDX=LBNAME('DRDX')
      JDRDY=LBNAME('DRDY')
      JDRDZ=LBNAME('DRDZ')
      JGENB=LBNAME('GENB')
      IF(JDRDX.EQ.0) CALL
GXMAKE(L0DRDX,NXNY,'DRDX')
      IF(JDRDY.EQ.0) CALL
GXMAKE(L0DRDY,NXNY,'DRDY')
      IF(JDRDZ.EQ.0) CALL
GXMAKE(L0DRDZ,NXNY,'DRDZ')
      IF(JGENB.EQ.0) CALL
GXMAKE(L0GENB,NXNY,'GENB')
      GCEB=1.0

      IF(.NOT.BOUSS.AND.DEN1.LE.0)
THEN
      CALL WRYT40('GXKEGB requires
the STORE(DEN1) in Q1! ')
      CALL WAYOUT(1)
      ENDIF
      ELSEIF(IGR.EQ.19.AND.ISC.EQ.4)
THEN
      IF(JDRDX.NE.0)
L0DRDX=L0F(JDRDX)
      IF(JDRDY.NE.0)
L0DRDY=L0F(JDRDY)
      IF(JDRDZ.NE.0)
L0DRDZ=L0F(JDRDX)
      IF(JGENB.NE.0)
L0GENB=L0F(JGENB)
      C-----
      BFC=T
      IF(BFC) THEN
      C.... Find the zero-locations in the F-array of
the geometric
      C coefficients
      CALL
SUB3(LDXIDX,L0F(EASP11),LDETDX,L0F(EASP
12),
1 LDZTDX,L0F(EASP13))
      CALL
SUB3(LDXIDY,L0F(EASP14),LDETDY,L0F(EASP
15),
1 LDZTDY,L0F(EASP16))
      CALL
SUB3(LDXIDZ,L0F(EASP17),LDETDZ,L0F(EASP
18),
1 LDZTDZ,L0F(EASP1))
      C.... Calculate scalar derivatives
      CALL DSDXYZ(-L0DRDX,-
L0DRDY,-L0DRDZ,JSCAL)
      CDIR$ IVDEP
      DO 8 I=1,NXNY
      DXIDX =F(LDXIDX+I)
      DETADX=F(LDETDX+I)
      DZTADX=F(LDZTDX+I)
      DXIDY =F(LDXIDY+I)
      DETADY=F(LDETDY+I)
      DZTADY=F(LDZTDY+I)
      DXIDZ =F(LDXIDZ+I)
      DETADZ=F(LDETDZ+I)
      DZTADZ=F(LDZTDZ+I)
      DRDXI =F(L0DRDX+I)
      DRDETA=F(L0DRDY+I)
      DRDZTA=F(L0DRDZ+I)
      GDRDX=DRDXI*DXIDX
      DRDETA*DETAIX +
      DRDZTA*DZTADX

```

```

      GDRDY=DRDXI*DXIDY      +
DRDETA*DETADY + DRDZTA*DZTADY
      GDRDZ=DRDXI*DXIDZ      +
DRDETA*DETADZ + DRDZTA*DZTADZ
      F(L0DRDX+I)=GDRDX
      F(L0DRDY+I)=GDRDY
      F(L0DRDZ+I)=GDRDZ
      F(L0GENB+I)=BUOYA*GDRDX +
BUOYB*GDRDY + BUOYC*GDRDZ
      8  CONTINUE
      ELSE
      CALL
ZERNM3(L0DRDX,L0DRDY,L0DRDZ,NXNY)
      L0SCAL=L0F(JSCAL)
      IF(NX.GT.1) THEN

IF(.NOT.CARTES.OR.NEZ(BUOYA))      CALL
FNDS DX(-L0DRDX,-L0SCAL)
      ENDIF
      IF(NY.GT.1) THEN

IF(.NOT.CARTES.OR.NEZ(BUOYB))      CALL
FNDS DY(-L0DRDY,-L0SCAL)
      ENDIF

IF(NZ.EQ.1.OR.(PARAB.AND.IZ.EQ.1) ) GO TO
11
      IF(NEZ(BUOYC)) CALL FNDS DZ(-
L0DRDZ,-L0SCAL)
      11  CONTINUE
      C-----
CARTES=T
      IF(CARTES) THEN
      CDIR$ IVDEP
      DO 12 I=1,NXNY

F(L0GENB+I)=BUOYA*F(L0DRDX+I)+BUOYB*
F(L0DRDY+I)+
      1      BUOYC*F(L0DRDZ+I)
      12  CONTINUE
      ELSE
      C-----
CARTES=F
      L0XG=L0F(LXXG)
      DO 14 IX=1,NX
      ANGLE=F(L0XG+IX)
      SINA=SIN(ANGLE)
      COSA=COS(ANGLE)
      CDIR$ IVDEP
      DO 14 IY=1,NY
      I=(IX-1)*NY+IY
      F(L0GENB+I)=BUOYA*(
COSA*F(L0DRDX+I)+SINA*F(L0DRDY+I))
      14  CONTINUE
      ENDIF
      ENDIF
      C.... The volumetric production of k due to
buoyancy forces
      L0ENUT=L0F(VIST)
      CDIR$ IVDEP
      DO 16 I=1,NXNY
      F(L0GENB+I)=
F(L0ENUT+I)*F(L0GENB+I)/PRT(H1)
      16  CONTINUE
      IF(BOUSS) THEN
      IF(GRNDNO(10,BUOYD)) THEN
      C put expansion coefficient into EASP3
      CALL GXPRPS(5,EASP3)
      c  fn46(y,x,a,b)      y = y*(a+b*x)
      CALL FN46(-L0GENB,EASP3,0.0,-
1.0)
      ELSE
      c  fn25(y,a)      y = y*a
      CALL FN25(-L0GENB,BUOYD)
      ENDIF
      ELSE
      c  fn27(y,x)      y = y/x
      CALL FN27(-L0GENB,DEN1)
      ENDIF
      ELSEIF(IGR.EQ.13.AND.ISC.EQ.5)
      THEN
      CALL
SUB2(L0CO,L0F(CO),L0KE,L0F(KE))
      IF(INDVAR.EQ.KE) THEN
      CDIR$ IVDEP
      DO 20 I=1,NXNY
      F(L0CO+I)=AMAX1(FIXFLU,-
F(L0GENB+I)/(F(L0KE+I)+TINY))
      20  CONTINUE
      ELSEIF(INDVAR.EQ.EP) THEN
      CDIR$ IVDEP
      DO 22 I=1,NXNY
      F(L0CO+I)=AMAX1(FIXFLU,-
GCEB*F(L0GENB+I)/(F(L0KE+I)+TINY))
      22  CONTINUE
      ENDIF
      ELSEIF(IGR.EQ.13.AND.ISC.EQ.16)
      THEN
      L0VAL=L0F(VAL)
      RFF=1./FIXFLU
      IF(INDVAR.EQ.KE) THEN
      CDIR$ IVDEP
      DO 30 I=1,NXNY

```

```

F(L0VAL+I)=AMAX1(0.0,RFF*F(L0GENB+I))
  30 CONTINUE
    ELSEIF(INDVAR.EQ.EP) THEN
      CALL
SUB2(L0KE,L0F(KE),L0EP,L0F(EP))
  CDIR$ IVDEP
    DO 32 I=1,NXNY

GEPDK=F(L0EP+I)/(F(L0KE+I)+TINY)

F(L0VAL+I)=AMAX1(RFF*GCEB*GEPDK*F(L0
GENB+I),0.0)
  32 CONTINUE
    ENDIF
  ENDIF
END
C!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
C SUBROUTINE DSDXYZ is called from
the subroutine GXKEGB.
C
  SUBROUTINE
DSDXYZ(IDSDX,IDSDY,IDSDZ,ISCA)
  COMMON F(1)

COMMON/IDATA/NX,NY,NZ,IFIL2(117)

COMMON/LDATA/LFIL1(7),XCYCLE,LFIL2(51),
PARAB,LFIL3(24)

COMMON/GENI/NXNY,NXM1NY,IGEN1(6),IZ,N
FM,IGEN2(50)
  LOGICAL
XCYCLE,PARAB,LFIL1,LFIL2,LFIL3
  COMMON
/NAMFN/NAMFUN,NAMSUB
  CHARACTER*6 NAMFUN,NAMSUB
  NAMSUB = 'DSDXYZ'
  KDSDX=L0F(IDSDX)
  KDSDY=L0F(IDSDY)
  KDSDZ=L0F(IDSDZ)
  KSCA=L0F(ISCA)
  CALL
ZERNM3(KDSDX,KDSDY,KDSDZ,NXNY)
  IF(NX.GT.1) THEN
    C DSDXI
    IF(XCYCLE) THEN
      CDIR$ IVDEP
        DO 11 I=1,NY
          ICYCLE=I+NXM1NY
          F(KDSDX+I)=0.5*(F(KSCA+I+NY)-
F(KSCA+ICYCLE))

F(KDSDX+ICYCLE)=0.5*(F(KSCA+I)-
F(KSCA+ICYCLE-NY))
        11 CONTINUE
      ELSE
        CDIR$ IVDEP
          DO 12 I=1,NY
            IL=I+NXM1NY
            F(KDSDX+I)=F(KSCA+I+NY)-
F(KSCA+I)
            F(KDSDX+IL)=F(KSCA+IL)-
F(KSCA+IL-NY)
          12 CONTINUE
        ENDIF
        DO 13 IX=2,NX-1
          CDIR$ IVDEP
            DO 13 IY=1,NY
              I=(IX-1)*NY+IY
              F(KDSDX+I)=0.5*(F(KSCA+I+NY)-
F(KSCA+I-NY))
            13 CONTINUE
          ENDIF
          IF(NY.GT.1) THEN
            C DSDETA
            CDIR$ IVDEP
              DO 14 IX=1,NX
                IXM1NY=(IX-1)*NY
                I=IXM1NY+1
                F(KDSDY+I)=F(KSCA+I+1)-
F(KSCA+I)
                IN=IXM1NY+NY
                F(KDSDY+IN)=F(KSCA+IN)-
F(KSCA+IN-1)
              14 CONTINUE
              DO 15 IX=1,NX
                CDIR$ IVDEP
                  DO 15 IY=2,NY-1
                    I=(IX-1)*NY+IY
                    F(KDSDY+I)=0.5*(F(KSCA+I+1)-
F(KSCA+I-1))
                  15 CONTINUE
                ENDIF
                IF(NZ.GT.1.AND..NOT.PARAB) THEN
                  C DSDZTA
                  IF(IZ.EQ.1) THEN
                    CDIR$ IVDEP
                      DO 16 I=1,NXNY
                        F(KDSDZ+I)=F(KSCA+I+NFM)-
F(KSCA+I)
                      16 CONTINUE
                    ELSEIF(IZ.EQ.NZ) THEN
                      CDIR$ IVDEP
                        DO 17 I=1,NXNY

```

```

      F(KDSDZ+I)=F(KSCA+I)-
F(KSCA+I-NFM)
      17  CONTINUE
      ELSE
      CDIR$ IVDEP
      DO 18 I=1,NXNY

F(KDSDZ+I)=0.5*(F(KSCA+I+NFM)-F(KSCA+I-
NFM))
      18  CONTINUE
      ENDIF
      ENDIF
      NAMSUB = 'dsdxyz'
      END

```