

CARLOS ENRIQUE PICO ORTIZ

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS COM TROCA DE
CALOR NO INTERIOR DE TUBOS COM NERVURAS PERIÓDICAS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de Concentração: Geração e Conservação de Energia

Orientador: Prof. Dr. Oscar Saul Hernandez

Co-orientador: Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto

UBERLÂNDIA – MG

2002

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

- P598s Pico Ortiz, Carlos Enrique, 1976-
Simulação numérica de escoamentos com troca de calor no interior de
tubos com nervuras periódicas / Carlos Enrique Pico Ortiz. - 2002.
75 f. : il.
- Orientador: Oscar Saul Hernandez.
Co-orientador: Aristeu da Silveira Neto.
- Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Uberlândia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.
Inclui bibliografia.
1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Método dos volumes finitos - Teses.
I. Hernandez Mendoza, Oscar Saul, 1944- II. Silveira Neto, Aristeu da,
1955- II. Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica. IV. Título.

CDU: 621

CARLOS ENRIQUE PICO ORTIZ

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS COM TROCA DE CALOR NO INTERIOR
DE TUBOS COM NERVURAS PERIÓDICAS**

Dissertação APROVADA pelo Programa de
Pós-graduação em Engenharia Mecânica da
Universidade Federal de Uberlândia.

Área de Concentração: Geração e Conservação de
Energia

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Oscar Saul Hernandez – (UFU) – Orientador

Prof. Dr. Aristeu da Silveira Neto – (UFU) – Co-orientador

Prof. Dr. Carlos Roberto Ribeiro – (UFU)

Prof. Dr. Nathan Mendes – (PUC – PR)

Prof. Dr. Sergio Said Mansur – (UNESP – IS)

Uberlândia, 25 de Janeiro de 2002

A mis padres.

A Maria Fernanda.

A Angélica, Oscar y Leonardo.

Agradecimentos

Aos professores Dr. Oscar Saul Hernandez e Dr. Aristeu da Silveira Neto pelo apoio, orientação e confiança.

Aos colegas do curso de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, especialmente as equipes dos laboratórios de Energia e Sistemas Térmicos (LEST) e Transferência de Calor e Massa (LTCM), pela amizade e colaboração.

Aos professores e funcionários da Faculdade de Engenharia Mecânica pela amabilidade e cortesia.

A CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – pelo apoio financeiro.

Pico Ortiz, C. E. **Simulação Numérica de Escoamentos com Troca de Calor no Interior de Tubos com Nervuras Periódicas**. 2002. 75 f. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG

Resumo

Com o objetivo de desenvolver uma ferramenta computacional que permita a otimização termodinâmica de trocadores de calor, foi implementado um código computacional para resolver as equações de Navier-Stokes num domínio axissimétrico, usando o método dos volumes finitos e diferenças centradas, com esquema temporal explícito de Runge Kutta e acoplamento pressão-velocidade do tipo passo fracionário. Neste trabalho são apresentados resultados da simulação numérica de escoamentos completamente desenvolvidos e com troca de calor, em um tubo de seção circular com nervuras ou obstáculos periodicamente espaçados na direção do escoamento. As simulações foram feitas em dois regimes, laminar e turbulento, fora da região completamente rugosa, e para quatro geometrias diferentes. Nos casos com números de Reynolds mais elevados, foi empregado o modelo de turbulência sub-malha de Smagorinsky com função de amortecimento, para incluir os efeitos das escalas quase bidimensionais não-resolvidas. Em ambos os casos, as variáveis primitivas foram decompostas para empregar condições de contorno periódicas na direção do escoamento e de não-eskorregamento nas paredes. Os resultados obtidos em regime laminar são satisfatórios e, em regime turbulento, mostram a deficiência do modelo sub-malha de Smagorinsky, quando aplicado em domínios bidimensionais.

Palavras Chave: Convecção Forçada, Método dos Volumes Finitos, Modelo Sub-malha

Pico Ortiz, C. E. **Numerical Simulation of Flow with Heat Transfer in Periodic Rib Roughened Tubes**. 2002. 75 f. M. Sc. Dissertation, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG

Abstract

With the aim of develop a computational tool for thermodynamic optimization of heat exchangers, a computational code was implemented to solve the Navier-Stokes equations in an axisymmetric domain using the finite volume method and central differencing with Runge-Kutta explicit temporal advance and pressure-velocity coupling of fractional step type. This work presents results of the numeric simulation of the fully developed flow with heat transfer in a tube of circular section with ribs or obstacles, periodically spaced in the flow direction. The simulations were carried out in two regimes, laminar and turbulent, out of the completely rough region, and in four different geometries. In the cases with the high Reynolds number, the Smagorinsky subgrid model with damping function was used to include the effects of the quasi-two-dimensional scales not solved. In both cases, the primitive variables were decomposed to use periodic boundary conditions in the flow direction and non-slip boundary conditions in the walls. The results obtained in laminar regime are satisfactory. In the turbulent regime the results show the deficiency of the Smagorinsky subgrid model, when it is applied in two-dimensional domains.

Keywords: Forced Convection, Finite Volume Method, Subgrid Model

Simbologia

Letras Latinas

A^+	Constante de Van Driest
A	Área
C	Tensor cruzado
CFL	Critério de Courant-Frederich-Lewis
C_p	Calor específico à pressão constante
C_s	Constante de Smagorinsky
D	Diâmetro
D	Divergência discreta
e	Altura da nervura
F	Critério de estabilidade dos termos viscosos
f	variável genérica; Fator de atrito
G	Gradiente discreto; Função de filtragem
k	Condutividade térmica
k	Energia cinética turbulenta
L	Comprimento do domínio computacional
L	Tensor de Leonard
M	Operador de discretização dos termos difusivos
N	Operador de discretização dos termos convectivos
NR	Número de volumes na direção radial
Nu	Número de Nusselt
NZ	Número de volumes na direção axial
P	Pressão modificada
p	Passo das nervuras
p	Pressão estática
Pr	Número de Prandtl
q	Fluxo de calor por unidade de área
R	Raio
R	Tensor de Reynolds submalha
r	Coordenada radial

$\vec{r}$:	Vetor posição
Re:	Número de Reynolds
Re_b :	Número de Reynolds baseado na velocidade média
Re_* :	Número de Reynolds baseado na velocidade de corte
S_{ij} :	Tensor de deformação
S_T :	Termo fonte na equação de energia
S_u :	Termo fonte na equação quantidade de movimento
T :	Temperatura
t:	Tempo
t^* :	Tempo adimensional
t^{**} :	Tempo adimensional Hagen-Poiseuille
U:	Coeficiente global de troca de calor
u :	Componente axial da velocidade
$\vec{u}$:	Vetor velocidade
u_τ :	Velocidade de corte
v :	Componente radial da velocidade
w :	Componente tangencial da velocidade
Xr :	Coordenada axial relativa ao ponto de recolamento
Xd :	Coordenada axial relativa ao ponto de descolamento
Yr :	Comprimento relativo ao ponto de velocidade axial nula na região de recirculação ii
Yd :	Comprimento relativo ao ponto de velocidade axial nula na região de recirculação iv
y^+ :	Distância em unidades de parede
z :	Coordenada axial

Letras Gregas

α :	Difusividade térmica; Ângulo de hélice das nervuras; Parâmetro de iteração MSI Constante RK3
β :	Constante RK3
$\beta_{\Delta t}$:	Fator de segurança do passo de tempo
δ_{ij} :	Delta de Kronecker

ν :	Viscosidade cinemática
μ :	Viscosidade dinâmica
ρ :	Densidade
π :	Pressão modificada periódica
θ :	Coordenada tangencial; Tensor de fluxo turbulento submalha
τ :	Tensor de esforço submalha
ϕ :	Grandeza genérica
γ :	Constante RK3
ξ :	Coordenada natural
ω :	Vorticidade
Θ :	Temperatura periódica

Subíndices

a:	Grandeza de superfície melhorada
av:	Valor médio
e:	Variável efetiva
f:	Grandeza na face exterior
n:	Grandeza na face norte
t:	Variável turbulenta
w:	Grandeza na parede

Superíndices

n:	Tempo precedente
n+1:	Tempo atual
p:	Iteração atual do RK3

Operadores

$\bar{}$:	Filtro espacial
$\langle \rangle$:	Média espacial
$\wedge$:	Media temporal

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS COM TROCA DE CALOR NO INTERIOR DE TUBOS COM NERVURAS PERIÓDICAS

SUMÁRIO

Capítulo I : Introdução	1
Capítulo II : Descrição do Problema	4
2.1 Introdução	4
2.2 Descrição do Problema	4
2.3 Revisão Bibliográfica (Métodos Experimentais)	6
2.4 Revisão Bibliográfica (Métodos Numéricos)	8
Capítulo III : Formulação Matemática	10
3.1 Introdução	10
3.2 Equações Governantes	10
3.2.1 Equações Governantes Filtradas	11
3.3 Modelo Sub-malha	13
3.4 Decomposição das Variáveis	14
3.5 Condições de Contorno	16
Capítulo IV : Método Numérico	19
4.1 Introdução	19
4.2 Discretização Espacial	19
4.3 Método de Solução	21
4.3.1 Discretização Temporal e Acoplamento P-V	21
4.3.2 Estabilidade e Passo de Tempo	23
4.4 Discretização dos Coeficientes de Difusividade Turbulenta	24
4.5 Condições de Contorno	25
4.6 Cálculo dos Termos Fonte	26
4.6.1 Equação de Quantidade de movimento	26
4.6.2 Equação da Energia	27
4.7 Condições Iniciais e Processamento de Dados	27
Capítulo V : Resultados e Discussão	29
5.1 Introdução	29
5.2 escoamento em Tubo Liso	29
5.2.1 Regime Laminar	29

5.2.2 Regime Turbulento	31
5.3 Escoamento em Tubo com Nervuras em Regime Laminar	31
5.3.1 Estrutura do Escoamento	32
5.3.2 Distribuição da Tensão Cisalhante nas Paredes	35
5.3.3 Campos de Velocidade Média	38
5.3.4 Distribuição do Número de Nusselt e Campo Médio de Temperatura..	45
5.3.5 Aspectos Computacionais	50
5.4 Escoamento em Tubo com Nervuras em Regime Turbulento	50
5.4.1 Estrutura do Escoamento	51
5.4.2 Distribuição da Tensão Cisalhante nas Paredes	52
5.4.3 Campos de Velocidade e Temperatura Médias	53
5.4.5 Aspectos Computacionais	56
Capítulo VI : Conclusões e Futuros Desdobramentos	58
Referências	60

Capítulo I

Introdução

As técnicas de aumento na troca de calor, especialmente em trocadores compactos, são matéria de estudos nos últimos anos devido à sua importância tecnológica, econômica e ambiental. Nas últimas três décadas, o número de publicações neste âmbito cresceu aceleradamente. As indústrias automotiva, de refrigeração, ar condicionado e geração de potência convencional e nuclear, têm sido os mais fortes usuários de superfícies melhoradas para troca de calor. Porém, um número crescente de indústrias que vão desde a bio-engenharia até a aeroespacial, interessa-se pelo seu aproveitamento, motivadas pela economia de custos de capital e operacionais, bem como a redução do impacto ambiental que podem proporcionar.

O propósito das técnicas de incremento da transferência de calor em trocadores é:

1. Obter trocadores mais compactos e baratos.
2. Obter um incremento no valor do coeficiente global de troca de calor (UA), que pode ser aproveitado de duas formas:
 - a) Incrementar a transferência de calor com temperatura do fluido fixa na entrada.
 - b) Reduzir a diferença média de temperaturas, com o objetivo de aumentar a eficiência do processo e diminuir os custos operacionais.
3. Reduzir a potência de bombeamento, mantendo a quantidade de calor a trocar e a geometria fixas.

Uma das primeiras técnicas a ser estudada foi o uso de superfícies rugosas e, dentre estas, o uso de tubos com nervuras de variadas seções, periodicamente espaçadas na superfície interior, podendo formar uma hélice de uma ou várias entradas. O propósito destas técnicas é perturbar a subcamada viscosa da camada limite, na qual a troca de calor é inferior à que acontece na região turbulenta do escoamento e, no caso das nervuras helicoidais, promover o movimento angular nas regiões próximas à parede. Além da mistura turbulenta entre regiões do escoamento, o aumento da área em contato com o fluido (efeito aleta) contribui ao melhoramento da troca de calor. A sucessiva separação e recolamento da camada limite e o movimento angular do fluido provocam um aumento considerável na troca de calor e no coeficiente de atrito, cuja relação mais benéfica deve ser determinada de

acordo com as características do equipamento e o processo, mediante um critério de avaliação de desempenho.

Algumas aplicações das superfícies rugosas se encontram nos reatores nucleares resfriados com gás, nas pás de turbinas de gás resfriadas com água, caldeiras piro-tubulares e em trocadores de calor para aquecimento de água e resfriamento de óleo ou gás. Na indústria de refrigeração e ar condicionado são utilizadas principalmente no lado da água, em evaporadores e condensadores de sistemas de grande porte. Nestes condensadores (ou evaporadores), a água circula no interior do banco de tubos e o refrigerante se condensa (ou evapora) na superfície exterior, que geralmente tem outras modificações para facilitar a mudança de fase.

Dada a importância das aplicações industriais das superfícies com nervuras, e devido ao pouco conhecimento teórico existente acerca do mecanismo de aumento na troca de calor, tanto em escoamentos monofásicos como bifásicos, e aos poucos dados disponíveis na literatura sobre visualizações ou simulações numéricas (WEBB; NARAYANAMURTHY; THORS, 2000), a motivação deste trabalho é desenvolver ferramentas computacionais que permitam estudar numericamente o escoamento em tubos com nervuras periódicas em variadas configurações e regimes, com o objetivo de otimizar seu rendimento termodinâmico.

Como passo inicial, a proposta deste trabalho é implementar um código computacional para resolver o conjunto de equações que regem o escoamento transiente a baixos números de Reynolds, num domínio bidimensional axissimétrico. O código inclui também um modelo de turbulência sub-malha para as equações filtradas, que foi testado na simulação do escoamento num tubo circular com nervuras retangulares periódicas a moderado número de Reynolds. O código desenvolvido, devidamente documentado, poderá servir como base para futuras extensões que permitam a simulação de escoamentos turbulentos com troca de calor em geometrias mais complexas. Para que este objetivo inicial possa ser atingido, será necessário descrever claramente o problema a ser estudado e desenvolver o algoritmo de solução das equações de Navier-Stokes, devidamente filtradas, em coordenadas cilíndricas, utilizando em primeira instância o modelo de turbulência sub-malha de Smagorinsky (1963). A modelagem sub-malha consiste em resolver as escalas de movimento maiores do que um determinado tamanho de filtro e modelar o efeito das escalas menores, para as quais supõe-se um comportamento quase universal e independente das condições de contorno.

Apresentam-se no capítulo II a descrição do problema a ser estudado e uma revisão bibliográfica com uma descrição detalhada da literatura, cobrindo enfoques experimentais e numéricos.

No capítulo III são apresentadas as equações diferenciais governantes do fenômeno e as simplificações feitas para sua solução, assim como o formalismo matemático do modelo sub-malha de Smagorinsky.

O método numérico empregado na solução das equações, as condições de contorno e o avanço temporal são descritos no capítulo IV.

O capítulo V é dedicado à apresentação e discussão dos resultados do estudo e a comparação com os dados experimentais.

Finalmente, o capítulo VI corresponde às conclusões, idéias e sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo II

Descrição do Problema

2.1 Introdução

No presente capítulo descrevem-se os aspectos físicos do problema a ser estudado e reúnem-se referências bibliográficas, ou seja, trabalhos experimentais e numéricos relacionados com escoamentos turbulentos sobre superfícies com nervuras periódicas, particularmente as nervuras transversais à direção do escoamento, em domínios retangulares e cilíndricos.

2.2 Descrição do Problema

A influência da rugosidade das superfícies na perda de carga e troca de calor em tubulações tem sido estudada experimentalmente desde o início do século. A compilação e correlação de dados do escoamento em dutos rugosos é de grande importância prática, já que a maioria das tubulações utilizadas em engenharia não podem ser consideradas como hidraulicamente lisas. Os estudos mais antigos referem-se à rugosidade de areia e com base neles foi obtida a correlação de Prandtl-Schlichting. Posteriormente, esta correlação foi adaptada aos tipos de rugosidade encontrados em tubulações comerciais por Colebrook e apresentada graficamente por Moody (WHITE, 1991).

Existem diversos tipos de rugosidades, resultantes do processo de manufatura dos tubos ou fabricadas artificialmente, e, devido ao grande número de parâmetros necessários para descrevê-las, não tem sido possível a conclusão de uma análise geral. As pesquisas de Clauser (WHITE, 1991) revelaram que existem três tipos de regimes sobre superfícies rugosas. No primeiro, os elementos de rugosidade ficam no interior da subcamada viscosa da camada limite e seu efeito na mudança do fator de atrito não é apreciável. No segundo regime, a espessura da subcamada viscosa diminui com o aumento do número de Reynolds, os elementos rugosos emergem e o fator de atrito passa a depender não só do número de Reynolds, como também da rugosidade relativa. A números de Reynolds elevados ou rugosidades relativas altas, a maioria dos elementos rugosos sobressaem da

subcamada viscosa e o fator de atrito dependerá só do tamanho e da forma da rugosidade. Este terceiro regime é chamado completamente rugoso.

A perturbação da subcamada viscosa do escoamento, ocasionada pela rugosidade, diminui a resistência térmica perto das paredes e melhora a mistura entre as regiões da parede e o núcleo. A rugosidade artificialmente criada sobre as superfícies de troca de calor, por exemplo, as nervuras, é uma forma relativamente simples e prática de aproveitar esta característica, para incrementar a eficiência em trocadores de calor, com um número pequeno de parâmetros geométricos a serem controlados.

O tipo de problema a ser estudado neste trabalho é o escoamento no interior de tubos com nervuras de seção retangular, periodicamente espaçadas na direção do escoamento. Na Figura 2.1, apresenta-se o tipo básico desta nervura em tubos circulares, com seus parâmetros geométricos adimensionais característicos: altura relativa (e/D), espaçamento relativo (p/e) e ângulo de hélice (α).

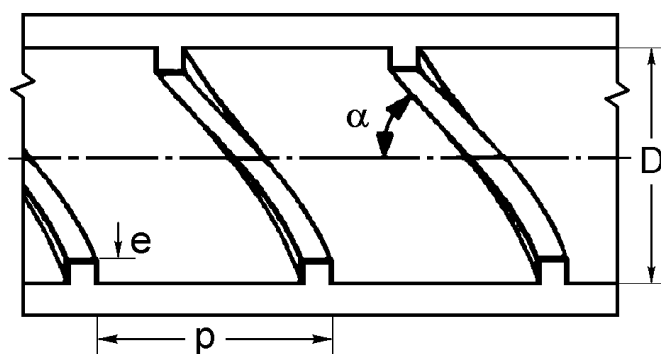


Figura 2.1 - Parâmetros geométricos dos tubos com nervuras interiores.

Busca-se obter os dados da perda de pressão e troca de calor necessários para o projeto de equipamentos térmicos, assim como a estrutura do escoamento e a influência dos parâmetros geométricos no rendimento termodinâmico, em tubos com ângulo de hélice igual a noventa graus, como o da Fig. 2.2.

Para evitar as complicações surgidas na solução das regiões de entrada e saída, o escoamento será considerado completamente desenvolvido, com propriedades moleculares constantes e fluxo de calor constante (q) imposto na parede. Desta forma, os perfis de velocidade são idênticos em cada módulo e o problema pode ser resolvido em um módulo só, com condições periódicas na direção do escoamento.

2.3 Revisão Bibliográfica (Métodos Experimentais)

Inicialmente, o estudo do escoamento em superfícies com nervuras foi abordado experimentalmente na procura de obter correlações dos números de Nusselt, Stanton e o fator de atrito. Empregando a correlação de Nikuradse (SCHILICHTING, 1979) baseada na similaridade da lei de parede e na analogia entre a transferência de quantidade de movimento e calor, desenvolvida por Dipprey e Sabersky (1963), vários autores testaram o desempenho das superfícies rugosas. Webb; Eckert; Goldstein (1971) apresentam correlações para tubos como o da Fig. 2.2, resultado de experimentos com rugosidade e passo relativos na faixa $0,01 < e/D < 0,04$ e $10 < p/e < 40$, para três fluidos (ar, água e n-butyl álcool) com número de Prantdl entre 0,71 e 37,6, em regimes compreendidos no intervalo $6000 < Re < 100000$.

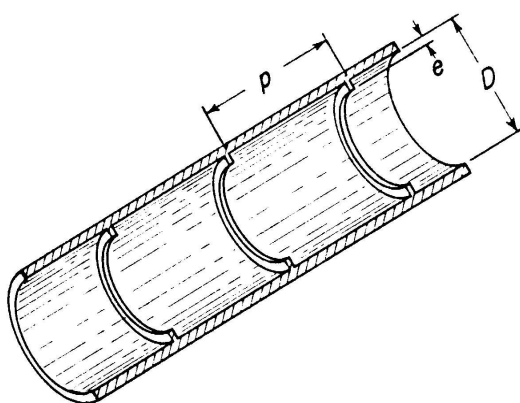


Figura 2.2 - Tubo com nervuras retangulares em ângulo de hélice de noventa graus (nervuras transversais).

Em um trabalho posterior, Whithead e Bergles (1977) apresentam um estudo similar usando ar como fluido de trabalho, nas faixas $6000 < Re < 20000$, $3 < p/e < 10$ e $e/D = 0,02$, acrescentando algumas observações sobre a transição de superfície lisa para rugosa. Mottahed e Molki (1996) estudaram o efeito da rugosidade transversal na região de entrada de tubos circulares. Mediante uma técnica de transferência de massa determinaram, sem o uso do conceito de similaridade de Nikuradse, os números de Nusselt locais e observaram os padrões de fluxo para as faixas $0,33 < p/e < 80$ e $0,013 < e/D < 0,077$, com Reynolds entre 6000 e 68000.

Webb; Eckert; Goldstein (1971) e Mottahed e Molki (1996) mostraram que, em geral, tem-se cinco regiões principais no escoamento sobre uma nervura de seção retangular: (i) o núcleo, (ii) a região de recirculação à jusante da nervura, (iii) o ponto de recolamento da

camada limite, (iv) uma região de recirculação à montante da nervura, (v) uma pequena bolha de recirculação à jusante da nervura. As cinco regiões são mostradas esquematicamente na Fig. 2.3.

O ponto de recolamento está localizado a uma distância X_r entre 6 e 8 vezes a altura da nervura e coincide com o ponto de número de Nusselt mais elevado, segundo Webb; Eckert; Goldstein (1971). Em geometrias com passo relativo pequeno, o recolamento não acontece e forma-se uma região de recirculação entre as nervuras, que ocupa praticamente todo o espaço compreendido entre elas.

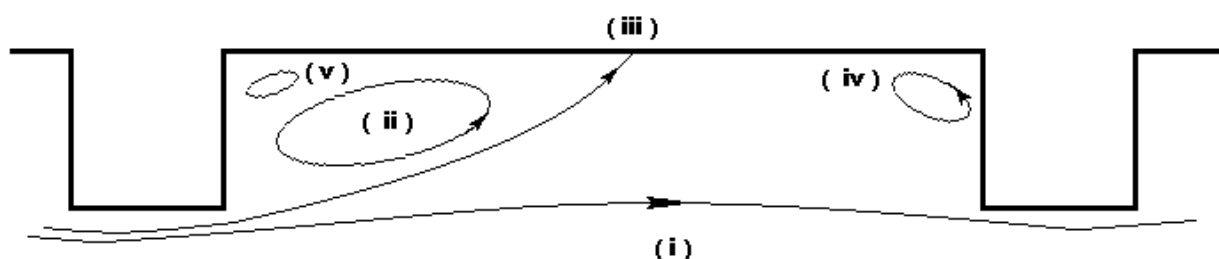


Figura 2.3 – Regiões do escoamento sobre uma nervura retangular.

A influência do ângulo da hélice na troca de calor e no fator de atrito foi estudada por Gee e Webb (1980), Sethumadhavan e Raja Rao (1986), e mais recentemente por Webb; Narayanamurthy; Thors (2000), mostrando que as configurações de nervuras transversais são menos eficientes do que as de nervuras helicoidais. A influência do passo relativo, da altura relativa e da seção da nervura em canais planos foram estudadas por Han; Glicksman; Rohsenow (1978), que concluíram que a mudança na seção da nervura tem notáveis efeitos na queda de pressão e efeitos pequenos na troca de calor, sendo o ângulo de ataque de 45 graus mais eficiente do que o de 90 graus. Ravigururajan e Bergles (1996) apresentam correlações estatísticas gerais dos coeficientes de troca de calor e atrito em tubos com rugosidade artificial, para uma ampla faixa de configurações geométricas e regimes de operação. Estas correlações estão baseadas na recompilação de mais de 1650 dados experimentais de diferentes autores.

A estrutura da turbulência em escoamentos sobre superfícies rugosas tem sido explorada experimentalmente por varias técnicas, geralmente em geometrias planas. Lockett e Collins (1990) apresentam um estudo do número de Nusselt local em um arranjo de nervuras sobre uma placa plana, usando a técnica de interferometria holográfica. Braun; Neumann; Mitra (1999) obtiveram resultados similares, mediante a utilização de técnicas de transferência de massa. Outras técnicas, como a eletroquímica (BERGER; HAU, 1979) e a

análise da dissipação de potência elétrica em lâminas de cobre (WATTS; WILLIAMS, 1981), têm sido usadas para determinar os coeficientes de troca de calor locais.

Embora existam várias fontes com correlações para os parâmetros globais de atrito e troca de calor, estudos analíticos ou numéricos detalhados da estrutura do escoamento turbulento em dutos cilíndricos com nervuras na superfície interior são escassos.

Stukel; Hopke; Nourmohammadi (1984) estudaram o escoamento isotérmico em tubos circulares com nervuras retangulares em regime completamente rugoso ($2 < p/e < 25$, $e/D = 0,2874$ e $Re = 150000$). Nourmohammadi; Hopke; Stukel (1985) apresentam dados das flutuações das velocidades e a estrutura do escoamento em um tubo circular com rugosidade transversal a $Re = 150000$ e sugerem que o escoamento pode ser classificado em quase liso, hiper-turbulento e de rugosidade isolada de acordo com o parâmetro p/e .

2.4 Revisão Bibliográfica (Métodos Numéricos)

A maioria das simulações numéricas de escoamentos em geometrias cilíndricas refere-se a cilindros concêntricos, nos quais o cilindro interior tem nervuras transversais ou helicoidais na superfície. Tal configuração corresponde às barras de combustível de reatores nucleares resfriados a gás. Henry e Collins (1991) determinaram numericamente, empregando volumes finitos em coordenadas não ortogonais e o modelo de turbulência k-epsilon standard, os coeficientes de atrito na geometria anular anteriormente descrita, na qual o cilindro interior tem superfície com nervuras de seção quadrada. Os autores estudaram configurações com diferentes ângulos de hélice, começando em noventa graus. As simulações com o modelo k-epsilon mostraram-se deficientes na predição das tensões cisalhantes e da queda de pressão total devido, provavelmente, a que o modelo despreza os efeitos da curvatura das linhas de corrente. Takase (1996) fez um estudo similar, usando o modelo k-epsilon standard para simular o escoamento em um anel com nervuras quadradas na superfície interior, em uma faixa mais ampla de números de Reynolds, obtendo concordância com os resultados de experimentos prévios, embora saliente que o modelo considera isotrópica a tensão cisalhante turbulenta.

As soluções numéricas de escoamentos sobre superfícies rugosas mais freqüentemente encontradas correspondem ao escoamento entre placas planas, com uma ou duas superfícies rugosas. Algumas das simulações usando modelos baseados nas equações médias de Reynolds, como a reportada por Lee e Abdel-Moneim (2001), apresentam resultados para o escoamento turbulento em canal plano com uma superfície com nervuras. O problema foi resolvido usando elementos finitos e o modelo de turbulência

k-epsilon modificado de Shih; Zhu; Lumely (1994), mostrando boa concordância com os experimentos anteriores e simulações numéricas de outros autores.

Com o aumento na capacidade dos processadores, metodologias de modelagem da turbulência mais precisas e, portanto mais exigentes, como a simulação de grandes escalas, têm sido utilizadas no estudo dos padrões do escoamento turbulento e da troca de calor local em dutos retangulares, com nervuras em uma ou ambas superfícies. Usando Simulação de Grandes Escalas com modelos sub-malha de Smagorinsky (CIOFALO; COLLINS, 1992) e Dinâmico (BRAUN; NEUMANN; MITRA, 1999), foram determinados os campos de velocidade e de temperatura, assim como os números de Nusselt e a tensão cisalhante locais em um escoamento entre placas, uma das quais tem nervuras transversais na sua superfície. Em canais com duas superfícies com nervuras, Murata e Mochizuki (2000) apresentam simulações de canais retangulares estacionários e rotativos com superfícies rugosas.

Outras simulações de grandes escalas relacionadas com o escoamento turbulento na presença de um obstáculo de seção retangular foram reportadas. Baetke; Werner; Wengle (1990) simularam, usando o modelo sub-malha de Smagorinsky, o escoamento completamente desenvolvido num canal plano com um obstáculo de seção quadrada. Yang e Ferziger (1993) calcularam o escoamento sobre obstáculos periódicos de seção quadrada. Estes obstáculos foram dispostos de forma que a separação ampla entre eles minimize o efeito dos mais próximos. Uma simulação numérica direta do problema foi usada como referência para avaliar a superioridade do modelo sub-malha de Germano sobre o modelo Smagorinsky.

Da revisão bibliográfica realizada observou-se que não existem na literatura relatos de experimentos detalhados ou simulações numéricas do escoamento turbulento com troca de calor a baixo número de Reynolds, em configurações como a da Fig. 2.1.

A contribuição deste trabalho reside no desenvolvimento de um código computacional para a solução das equações de Navier-Stokes em coordenadas cilíndricas e na implementação e avaliação do modelo sub-malha Smagorinsky na simulação do escoamento descrito na seção 2.2.

Capítulo III

Formulação Matemática

3.1 Introdução

Neste capítulo apresentam-se as equações que governam o problema e o resultado da aplicação do processo de filtragem aplicado a elas. O processo de filtragem permite separar as grandes escalas das pequenas escalas. Esta separação é a base da metodologia de Simulação de Grandes Escalas, em que as grandes escalas são resolvidas e as pequenas escalas são modeladas. Em particular, o modelo sub-malha de Smagorinsky é apresentado. O presente capítulo também mostra a decomposição das variáveis em parcelas periódicas e parcelas que variam linearmente com o comprimento. Esta decomposição permite o uso de condições de contorno periódicas nas equações de conservação da quantidade de movimento e energia, com grande vantagem na implementação da solução numérica.

3.2 Equações Governantes

As equações que governam o escoamento descrito na seção 2.2 são as equações de Navier-Stokes, com as seguintes hipóteses: escoamento incompressível, propriedades moleculares independentes da temperatura e efeitos das forças de campo desprezíveis.

Estas equações, na forma vetorial conservativa, são:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 , \quad (3.1a)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}\vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \cdot \left[\nu \left(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T \right) \right] , \quad (3.1b)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}T) = \nabla \cdot (\alpha \nabla T) . \quad (3.1c)$$

O sistema de coordenadas polares cilíndricas é a escolha mais apropriada para a geometria de interesse. Neste sistema de coordenadas, o vetor posição tem as

componentes $\vec{r} = (z, r, \theta)$, e a velocidade $\vec{u} = (u, v, w)$. Os operadores vetoriais e tensoriais envolvidos nas equações 3.1 são descritos em Arpaci e Larsen (1984).

No caso de escoamentos com ν e α constantes, as equações de transporte de quantidade de movimento e de energia podem ser escritas como,

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}\vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} , \quad (3.1d)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}T) = \alpha (\nabla^2 T) . \quad (3.1e)$$

3.2.1 Equações Governantes Filtradas

A idéia básica da metodologia de Simulação de Grandes Escalas consiste em separar as grandes escalas, cujos efeitos no transporte de quantidade de movimento e de energia são resolvidos, das pequenas escalas, que, por serem mais homogêneas e isotrópicas, podem ser modeladas mais facilmente.

Para separar as grandes escalas das pequenas escalas é preciso um processo de filtragem. Uma variável filtrada é definida da seguinte forma:

$$f(x) = \bar{f}(x) + f'(x) , \quad (3.2)$$

$$\bar{f}(x) = \int_D f(x') G(x, x'; \Delta) dx' , \quad (3.3)$$

onde D refere-se ao domínio computacional, G é a função de filtragem e Δ é a largura do filtro. Várias funções de filtragem podem ser empregadas; entre elas a função Gaussiana e a função *box filter* (DEARDORFF, 1970). A análise seguinte é independente da função de filtragem, podendo ser aplicada sempre que as operações de filtragem e derivação sejam comutativas, portanto esta função não será especificada. Aplicando a operação de filtragem nas equações 3.1, obtém-se o conjunto de equações que governam a evolução das grandes escalas.

$$\nabla \cdot \bar{\vec{u}} = 0 , \quad (3.4a)$$

$$\frac{\partial \bar{\bar{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\bar{u}} \bar{\bar{u}}) = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \nu (\nabla \bar{\bar{u}} + (\nabla \bar{\bar{u}})^T) - \nabla \cdot \tau, \quad (3.4b)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\bar{u}} \bar{T}) = \nabla \cdot (\alpha \nabla \bar{T}) - \nabla \cdot \bar{\theta}. \quad (3.4c)$$

Nestas equações, o efeito das pequenas escalas, menores do que a largura do filtro, são representados pelo tensor τ e pelo vetor $\bar{\theta}$:

$$\tau = \underbrace{(\bar{\bar{u}} \bar{\bar{u}} - \bar{\bar{u}} \bar{\bar{u}})}_L + \underbrace{(\bar{\bar{u}}' \bar{\bar{u}} + \bar{\bar{u}} \bar{\bar{u}}')}_C + \underbrace{\bar{\bar{u}}' \bar{\bar{u}}'}_R, \quad (3.5)$$

$$\bar{\theta} = (\bar{\bar{u}} \bar{T} - \bar{\bar{u}} \bar{T}) + (\bar{\bar{u}}' \bar{T} + \bar{\bar{u}} \bar{T}') + \bar{\bar{u}}' \bar{T}'. \quad (3.6)$$

O tensor τ é chamado de tensor de tensões sub-malha e está dividido em três termos; o tensor de Leonard (L), o tensor cruzado (C) e o tensor de Reynolds sub-malha (R). Tem-se demonstrado que as contribuições dos tensores de Leonard e cruzado, frente à difusão molecular, são desprezíveis se são usados esquemas de discretização de segunda ordem ou inferiores para os termos convectivos (SILVEIRA NETO et al, 1993). Portanto, neste trabalho, estes efeitos são considerados como incluídos na modelagem do tensor τ . Da mesma forma, os tensores diferentes do tensor $\bar{\bar{u}}' \bar{T}'$, na equação (3.6), não são modelados explicitamente.

O sistema de equações resultante é um sistema com mais incógnitas que equações, no qual precisa ser modelado o tensor de tensões sub-malha. Uma forma simples de fazê-lo é expressar τ como função da taxa de deformação gerada pelo campo de velocidade filtrado e da energia cinética turbulenta, mediante a hipótese de Boussinesq. Assim,

$$\tau_{ij} = -\nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.7)$$

e

$$\theta_i = \alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} = \frac{\nu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i}, \quad (3.8)$$

onde k é a energia cinética turbulenta e Pr_t é o numero de Prantdl turbulento.

A energia cinética turbulenta k , pode ser combinada com o campo de pressão resolvido na equação de quantidade de movimento para formar a pressão modificada $\bar{P}$,

$$-\frac{1}{\rho} \nabla \bar{P} - \nabla \left(\frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) = -\nabla \left(\frac{\bar{P}}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{2}{3} k \right) = -\nabla \bar{P} . \quad (3.9)$$

Para a solução do sistema de equações só resta estabelecer um modelo para a viscosidade turbulenta ν_t , que é o objeto da seção seguinte.

3.3 Modelo Sub-malha

Baseado na hipótese de equilíbrio local, Smagorinsky (1963) propôs um modelo para a viscosidade turbulenta. O modelo consiste em construir uma viscosidade com uma escala de comprimento representativa das maiores escalas sub-malha (Δ), e uma escala de velocidade obtida a partir do segundo invariante do tensor de deformação. Assim,

$$\nu_t = (\Delta C_s)^2 \sqrt{\bar{S}^2} , \quad (3.10)$$

com

$$\bar{S}^2 = \frac{1}{2} \left(\nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T \right) : \left(\nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T \right) . \quad (3.11)$$

O termo C_s na equação 3.10 é chamado de constante de Smagorinsky e seu valor foi determinado analiticamente por Lilly (1967), para o caso de turbulência homogênea isotrópica $C_s \cong 0,18$. Para situações diferentes, o valor de C_s é determinado por calibração do modelo com resultados experimentais ou simulações numéricas diretas de casos similares. Nas simulações apresentadas neste trabalho, foram empregados o valores compreendidos entre $C_s = 0,1$ e $C_s = 0,3$. O primeiro valor foi sugerido por Deardorff (1970), para escoamento num canal plano e empregado por Silveira Neto (1991) na simulação do escoamento a jusante de um degrau. O segundo foi empregado na simulação da convecção mista sobre um cilindro rotativo horizontal, por Morales (1996).

A escala de comprimento Δ , relacionada ao comprimento da malha é definida por,

$$\Delta = \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \right) \cdot (r\Delta\theta\Delta r\Delta z)^{1/3} . \quad (3.12)$$

Nesta definição o primeiro fator corresponde à função de amortecimento de Van Driest, usada para garantir a diminuição da viscosidade turbulenta perto das paredes. O valor y^+ é a distância à parede mais próxima, em unidades de parede, e A^+ é uma constante igual a 25.

Os fluxos difusivos molecular e sub-malha têm formas similares, de modo que as viscosidades e difusividades térmicas moleculares e turbulentas podem ser agrupadas num só termo:

$$\nu_e = \nu + \nu_t , \quad (3.13)$$

$$\alpha_e = \alpha + \alpha_t . \quad (3.14)$$

Finalmente, incluindo o modelo sub-malha de Smagorinsky e as definições (3.13) e (3.14) nas equações de quantidade de movimento e de energia filtradas, tem-se,

$$\frac{\partial \bar{\vec{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\vec{u}}\bar{\vec{u}}) = -\nabla \bar{P} + \nabla \cdot \left[\nu_e \left(\nabla \bar{\vec{u}} + (\nabla \bar{\vec{u}})^T \right) \right] \quad (3.15a)$$

e

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\vec{u}}\bar{T}) = \nabla \cdot (\alpha_e \nabla \bar{T}) . \quad (3.15b)$$

3.4 Decomposição das Variáveis

O fenômeno estudado apresenta um padrão geométrico que se repete após uma determinada distância na direção do escoamento, ou seja, o escoamento é periódico. Os módulos geométricos, como o apresentado na Fig. 3.1, têm idênticas condições de entrada

e saída, com exceção dos campos de pressão e de temperatura. A pressão diminui na direção do escoamento, devido à dissipação de energia cinética e a temperatura aumenta, conforme o calor é fornecido através da parede.

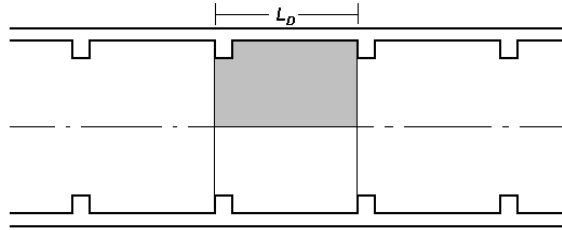


Figura 3.1 - Módulos geométricos axissimétricos periodicamente repetidos.

Para resolver as equações de modo que a solução seja independente da posição do módulo na direção do escoamento, precisa-se de uma decomposição das variáveis (PATANKAR; LIU; SPARROW, 1977). A pressão modificada é decomposta em uma parcela flutuante e outra que varia linearmente na direção do escoamento,

$$\bar{P}(z, r) = -\frac{d\bar{P}}{dz} z + \bar{\pi}(z, r) . \quad (3.16)$$

Substituindo a equação (3.16) em (3.15a), obtém-se a equação de quantidade de movimento periódica,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{u} \bar{u}) = -\nabla \bar{\pi} + \nabla \cdot \left[\nu_e \left(\nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T \right) \right] + S_u \delta_{il} , \quad (3.17)$$

onde o termo fonte é

$$S_u = \left(-\frac{d\bar{P}}{dz} \right) = \left[\frac{\bar{P}(z, r) - \bar{P}(z + L_D, r)}{L_D} \right] . \quad (3.18)$$

A equação da energia requer uma decomposição semelhante, que conduz a,

$$\bar{T} = \frac{d\bar{T}}{dz} z + \bar{\Theta} , \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{u} \bar{\Theta}) = \nabla \cdot (\alpha_e \nabla \bar{\Theta}) + S_T , \quad (3.20)$$

$$S_T = \frac{d\bar{T}}{dz} \left(\frac{\partial \alpha_e}{\partial z} - u \right) . \quad (3.21)$$

Mediante um balanço energético, usando como área média da seção a área do tubo sem obstáculos na parede, pode-se obter o valor de $\frac{d\bar{T}}{dz}$,

$$\frac{d\bar{T}}{dz} = \frac{2q}{u_{av} \cdot \rho \cdot R \cdot Cp} , \quad (3.22)$$

onde q é o fluxo de calor imposto na parede.

Desta forma, podem ser resolvidos os campos de velocidade, pressão e temperatura com condições periódicas, sem os inconvenientes das regiões de entrada e saída.

3.5 Condições de Contorno

Com o propósito de diminuir a complexidade da solução do sistema de equações, supõe-se o escoamento axissimétrico. A solução das equações filtradas com modelo de turbulência em duas dimensões é menos detalhada, devido a que algumas características importantes da turbulência na terceira dimensão não são resolvidas. Embora em uma simulação bidimensional não sejam resolvidos completamente os fenômenos de difusão e convecção turbulentos, o uso de duas dimensões poderia permitir a captura de estruturas quase bidimensionais importantes e ter maior resolução espacial nas regiões perto das paredes, evitando o uso de condições de contorno artificiais (BOURIS; BERGELES, 1999).

A condição de axissimetria requer que a velocidade angular seja igual a zero e as grandezas do escoamento tenham variação nula na direção angular:

$$w = 0 , \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0 . \quad (3.24)$$

Na falta de condições de contorno artificiais apropriadas para o tipo de escoamento tratado, usam-se condições de contorno naturais de não-deslizamento ($\vec{u} = 0$) nas paredes, para o qual é preciso resolver no mínimo um ponto no interior da subcamada viscosa ou seja $y^+ < 5$.

Além disto, a velocidade estará sujeita às seguintes condições: fluxo mássico nulo no eixo de simetria ($v = 0$ em $r = 0$), periodicidade na direção axial ($\vec{u}(z, r) = \vec{u}(z + L_D, r)$) e máximo da velocidade axial no centro do tubo ($\frac{\partial u}{\partial r} = 0$ em $r = 0$).

A temperatura terá um extremo local no centro do tubo ($\frac{\partial T}{\partial r} = 0$ em $r = 0$) e através das fronteiras o escoamento é submetido a um fluxo de calor constante (q). A condição de periodicidade aplica-se a todas as grandezas do escoamento.

As equações axissimétricas na forma escalar são:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\bar{v})}{\partial r} = 0, \quad (3.25a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial ruv}{\partial r} = -\frac{\partial \pi}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu_e r \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\nu_e r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\nu_e \frac{\partial u}{\partial z} \right) + S_u, \quad (3.25b)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial rvv}{\partial r} = -\frac{\partial \pi}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(2\nu_e \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_e \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_e \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{2\nu_e}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2\nu_e v}{r^2}, \quad (3.25c)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial rv\Theta}{\partial r} + \frac{\partial u\Theta}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\alpha_e r \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\alpha_e \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right) + S_T, \quad (3.25d)$$

$$\bar{S}^2 = \frac{1}{2} \left[\left(2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{2\bar{v}}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \right]. \quad (3.26)$$

Em todos os casos estudados, a queda de pressão por unidade de comprimento $-\frac{dP}{dz}$ (eq. 3.18) é imposta indiretamente através do número de Reynolds baseado na velocidade de corte (Re_*), o qual é definido como segue:

$$\text{Re}_* = \frac{u_\tau D}{\nu} \quad (3.27)$$

e

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (3.28)$$

Definindo uma tensão cisalhante média como,

$$\overline{\tau_w} = -\frac{dP}{dz} \frac{\rho D}{4} \quad (3.29)$$

e substituindo $\overline{\tau_w}$ na equação (3.28), tem-se,

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{4u_\tau^2}{D}. \quad (3.30)$$

Embora as definições (3.29) e (3.30) correspondam, respectivamente, à tensão cisalhante e ao gradiente de pressão médio em um tubo liso, a velocidade u_τ , calculada com base na equação (3.29), é utilizada, por simplicidade, como fator de escala para o comprimento y^+ na função de amortecimento de Van Driest (eq. 3.12) e para adimensionalizar os resultados, como feito em Ciofalo e Collins (1993).

Capítulo IV

Método Numérico

4.1 Introdução

Neste capítulo apresenta-se uma descrição dos procedimentos empregados para resolver as equações de Navier-Stokes em coordenadas cilíndricas com modelo sub-malha de Smagorinsky. As condições de contorno e iniciais empregadas, assim como as particularidades surgidas da solução das equações nas componentes periódicas das variáveis, também são apresentadas.

4.2 Discretização Espacial

As equações de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis axissimétricos em coordenadas cilíndricas (3.25) foram discretizadas utilizando a técnica dos volumes finitos (MALISKA, 1995). O procedimento de integração está constituído pelos seguintes passos:

- Redução das integrais de volume a integrais de superfície mediante integração parcial (alguns dos termos não podem ser reduzidos e as integrais de volume permanecem);
- Avaliação das integrais de superfície e de volume por um método numérico;
- Determinação das grandezas envolvidas em pontos nos quais não estejam definidas e são requeridas no processo de integração numérica.

Empregou-se uma malha deslocada, ou seja, uma na qual as componentes da velocidade são armazenadas em locais diferentes, para evitar as oscilações provenientes do desacoplamento pressão-velocidade (PATANKAR, 1980), com espaçamento uniforme nas direções axial e radial. Devido à condição de axissimetria, a malha tem só um elemento na direção angular, cujo comprimento $\Delta\theta$ tem um valor constante igual a 1. A Figura 4.1 mostra o volume empregado na integração das equações da continuidade e da energia, com a localização das variáveis. A velocidade radial foi armazenada na posição $(z_i, r_j + \Delta r/2, \theta_k)$ e a velocidade axial na posição $(z_i + \Delta z/2, r_j, \theta_k)$. Os escalares pressão, temperatura,

viscosidade efetiva e difusividade térmica efetiva foram armazenados no centro do volume de controle. As grandezas requeridas em posições diferentes de onde estão armazenadas foram calculadas por interpolação linear e as derivadas nas faces dos volumes de controle foram avaliadas usando o esquema de diferenças centradas por ser este esquema pouco difusivo, empregado com sucesso em simulações similares (BRAUN; NEUMANN; MITRA, 1999, CIOFALO; COLLINS, 1992). Os termos da equação de quantidade de movimento na direção radial foram integrados no volume com centro na componente radial da velocidade (v).

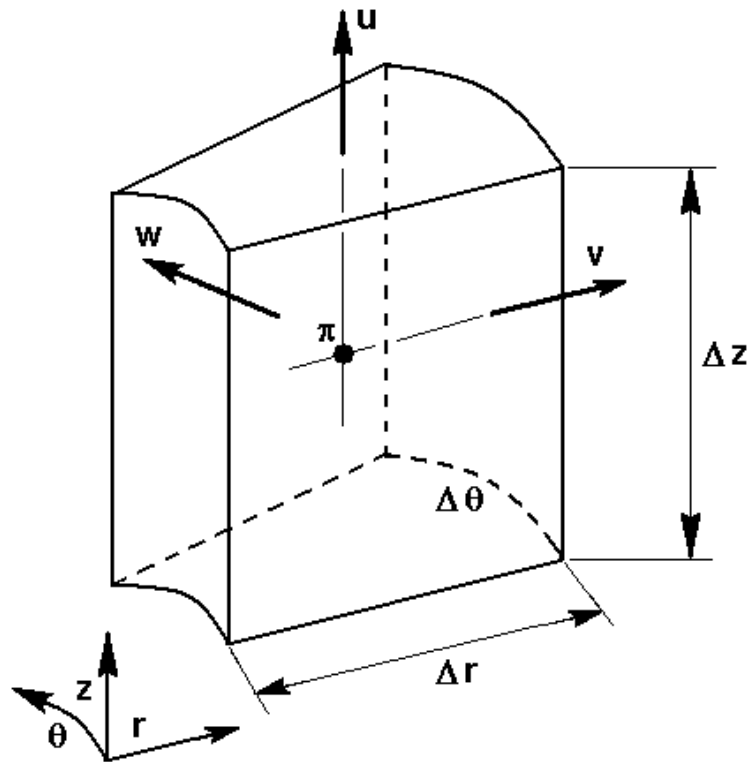


Figura 4.1 - Volume de integração da equação da continuidade.

As equações (4.1), (4.2) e (4.3) são um exemplo da discretização dos termos convectivos, difusivos redutíveis a integrais de superfície e difusivos não-redutíveis a integrais de superfície, respectivamente.

$$\int_{r_j}^{r_j+\Delta r} \int_{z_i-\Delta z/2}^{z_i+\Delta z/2} \int_{\theta_k-\Delta\theta/2}^{\theta_k+\Delta\theta/2} \frac{1}{r} \frac{\partial(r\bar{v})}{\partial r} r d\theta dz dr = \int_{z_i-\Delta z/2}^{z_i+\Delta z/2} \int_{\theta_k-\Delta\theta/2}^{\theta_k+\Delta\theta/2} \bar{r}\bar{v}\bar{v}|_{r_j}^{r_j+\Delta r} d\theta dz = [\bar{r}\bar{v}\bar{v}|_{r_j+\Delta r} - \bar{r}\bar{v}\bar{v}|_{r_j}] \Delta z \Delta \theta, \quad (4.1)$$

$$\int_{r_j}^{r_j+\Delta r} \int_{z_i-\Delta z/2}^{z_i+\Delta z/2} \int_{\theta_k-\Delta\theta/2}^{\theta_k+\Delta\theta/2} 2 \frac{\partial}{\partial r} \left(v \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right) r d\theta dz dr = \int_{z_i-\Delta z/2}^{z_i+\Delta z/2} \int_{\theta_k-\Delta\theta/2}^{\theta_k+\Delta\theta/2} 2 \left(v \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right) \Big|_{r_j}^{r_j+\Delta r} r dz d\theta =$$

$$2 \left[v \Big|_{r_j+\Delta r} \frac{v_{i,j+1} - v_{i,j}}{\Delta r} - v \Big|_{r_j} \frac{v_{i,j} - v_{i,j-1}}{\Delta r} \right] \left(r_j + \Delta r/2 \right) \Delta z \Delta \theta, \quad (4.2)$$

$$\int_{r_j}^{r_j+\Delta r} \int_{z_i-\Delta z/2}^{z_i+\Delta z/2} \int_{\theta_k-\Delta\theta/2}^{\theta_k+\Delta\theta/2} -2 \left(v \frac{\bar{v}}{r^2} \right) r d\theta dz dr = - \left[2 \left(v \frac{\bar{v}}{r} \right) \right] \Big|_{r_j+\Delta r/2}^{r_j+\Delta r}. \quad (4.3)$$

A equação de quantidade de movimento na direção axial foi integrada de maneira similar no volume com centro na velocidade u . As equações da continuidade, da energia e a equação de Poisson para o corretor da pressão foram integradas no volume da Fig. 4.1, seguindo as mesmas considerações.

4.3 Método de Solução

4.3.1 Discretização Temporal e Acoplamento P-V

Para o avanço temporal, empregou-se um esquema explícito de Runge-Kutta de terceira ordem (RK3), com método de acoplamento pressão-velocidade do tipo passo fracionário com correção da pressão não-iterativa, similar ao empregado por Lamballais (1996) para a simulação do escoamento em um canal plano. O procedimento é descrito a seguir.

As equações de quantidade de movimento e continuidade, discretizadas com o esquema RK3 são,

$$\frac{\vec{u}^p - \vec{u}^{p-1}}{\Delta t} = \alpha_p \left(N(\vec{u}^{p-1}) + M(\vec{u}^{p-1}) \right) + \beta_p \left(N(\vec{u}^{p-2}) + M(\vec{u}^{p-2}) \right) - \gamma_p \left(G(\pi^p) - S \right), \quad (4.4)$$

$$D(\vec{u}^p) = 0, \quad (4.5)$$

$$p = 1, 2, 3,$$

com $\vec{u}^0 = \vec{u}^n$ e $\vec{u}^3 = \vec{u}^{n+1}$, onde N é o operador de discretização dos termos convectivos, M é o operador de discretização dos termos difusivos, G o operador gradiente discreto, S o termo fonte na equação de quantidade de movimento e D a divergência discreta.

Os coeficientes (α, β, γ) tem os seguintes valores (LAMBALLAIS, 1996) :

$$\alpha_1 = \frac{8}{15}, \quad \beta_1 = 0,$$

$$\alpha_2 = \frac{5}{12}, \quad \beta_2 = \frac{-17}{60},$$

$$\alpha_3 = \frac{3}{4}, \quad \beta_3 = \frac{-5}{12}$$

e

$$\gamma_p = \alpha_p + \beta_p. \quad (4.6)$$

Este método de correção de pressão consiste num fracionamento de cada subpasso de tempo (Eq. 4.4) em três etapas,

$$\frac{\vec{u}_*^p - \vec{u}^{p-1}}{\Delta t} = \alpha_p (N(\vec{u}^{p-1}) + M(\vec{u}^{p-1})) + \beta_p (N(\vec{u}^{p-2}) + M(\vec{u}^{p-2})) - \gamma_p (G(\pi^{p-1}) - S), \quad (4.7)$$

$$\frac{\vec{u}_{**}^p - \vec{u}_*^p}{\Delta t} = +\gamma_p G(\pi^{p-1}), \quad (4.8)$$

$$\frac{\vec{u}^p - \vec{u}_{**}^p}{\Delta t} = -\gamma_p G(\pi^p). \quad (4.9)$$

Aplicando o operador divergência na soma das equações (4.8) e (4.9), e levando em conta que o campo de velocidade no tempo p satisfaz a equação da continuidade ($D(\vec{u}^p) = 0$), obtém-se a equação de Poisson para o corretor da pressão π' :

$$L(\pi') = \frac{D(\vec{u}^{p*})}{\gamma_p \Delta t}, \quad (4.10)$$

onde L é o operador Laplaciano discreto e

$$\pi' = \pi^p - \pi^{p-1}. \quad (4.11)$$

A equação (4.10) foi resolvida usando o método iterativo “*Modified Strongly Implicit*”, proposto por Schneider e Zedan (1981), na sua versão para sistemas de cinco diagonais. Foi empregado um parâmetro de iteração $\alpha = 0,9$, que mostrou ter o melhor desempenho em testes preliminares.

Esta correção de pressão não iterativa possui a vantagem sobre outras variantes do método do passo fracionário, de precisar de menos tempo de CPU para obter uma solução com a mesma exatidão (ARMFIELD; STREET, 1999).

4.3.2 Estabilidade e Passo de Tempo

A estabilidade do esquema de avanço temporal está determinada pelo número de Courant (CFL), definido na equação (4.12), e o parâmetro F , definido na equação (4.13).

$$CFL = \max \left[\Delta t_{convectivo} \cdot \left(\left| \frac{u}{\Delta z} \right| + \left| \frac{v}{\Delta r} \right| \right) \right], \quad (4.12)$$

$$F = \max \left[\Delta t_{difusivo} \cdot \max(v_e, \alpha_e) \cdot \left(\frac{1}{\Delta z^2} + \frac{1}{\Delta r^2} \right) \right]. \quad (4.13)$$

O esquema RK3 é estável para números de Courant menores do que $\sqrt{3}$ e números F menores do que $\frac{1}{10}$. Embora o emprego do esquema RK3 precise do cálculo de três subpassos por passo de tempo é vantajoso, pois em compensação permite passos de tempo quase quatro vezes maiores que os permitidos por esquemas de segunda ordem como o Adams-Bashforth (LAMBALLAIS, 1996).

O passo de tempo total pode ser calculado segundo Silveira Neto (1991), usando:

$$\Delta t_{total} \leq \frac{\beta_{\Delta t}}{\frac{1}{\Delta t_{convectivo}} + \frac{1}{\Delta t_{difusivo}}} , \quad (4.14)$$

onde $\beta_{\Delta t}$ é um fator de segurança que evita o aparecimento de oscilações numéricas, produzidas por um passo de tempo elevado. O valor típico empregado é 0,5.

A equação da energia é discretizada de forma análoga, usando funções de interpolação lineares e diferenças centradas em todos os termos. O esquema RK3 foi empregado também para garantir a estabilidade e conservar a ordem da integração em todas as variáveis.

4.4 Discretização dos Coeficientes de Difusividade Turbulenta

A viscosidade turbulenta (Eq. 3.10) foi avaliada a cada passo de tempo, com o campo de velocidade no tempo imediatamente anterior. A equação (4.15) apresenta a forma discretizada, por diferenças finitas centradas, do termo $\bar{S}^2$, incluindo a hipótese de axissimetria:

$$\bar{S}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{2(v_{i,j} - v_{i,j-1})}{\Delta r} \right]^2 + 2 \left[\frac{u|_{r_j+\Delta r/2} - u|_{r_j-\Delta r/2}}{\Delta r} + \frac{v|_{z_i+\Delta z/2} - v|_{z_i-\Delta z/2}}{\Delta z} \right]^2 \right. \\ \left. + \left[\frac{v_{i,j} + v_{i,j-1}}{r_j} \right]^2 + \left[\frac{2(u_{i,j} - u_{i-1,j})}{\Delta z} \right]^2 \right\} . \quad (4.15)$$

Nos casos em que a viscosidade é requerida em pontos diferentes de (z_i, r_j) , o valor é obtido por interpolação linear, com exceção do cálculo da viscosidade nas faces dos volumes adjacentes às esquinas convexas (Fig. 4.2). Na face exterior do volume da Fig. 4.2, calculou-se a viscosidade por um processo de média harmônica (equação 4.16) para compensar os efeitos do fluxo difusivo de quantidade de movimento através da parte aberta,

$$\nu_{uf} = \frac{\nu_p \nu_f}{\nu_p + \nu_f} + \frac{\nu_n \nu_{nf}}{\nu_n + \nu_{nf}} . \quad (4.16)$$

Os valores da viscosidade no interior das paredes foram fixados num valor negativo muito pequeno, como sugerido por Baetke; Werner; Wengle, (1990).

A difusividade térmica turbulenta (equação 3.8) foi calculada usando os valores da viscosidade turbulenta e do número de Prandtl turbulento ($Pr_t = 0,6$) igual ao utilizado por Silveira Neto (1991), na simulação do escoamento a jusante de um degrau. Igualmente, emprega-se interpolação linear para a avaliação da difusividade térmica nas faces dos volumes.

4.5 Condições de Contorno

A velocidade $\vec{u}$, assim como as velocidades intermediárias $\vec{u}_*$ e $\vec{u}_{**}$, tem as mesmas condições de contorno:

$$u|_w = v|_w = 0 . \quad (4.17)$$

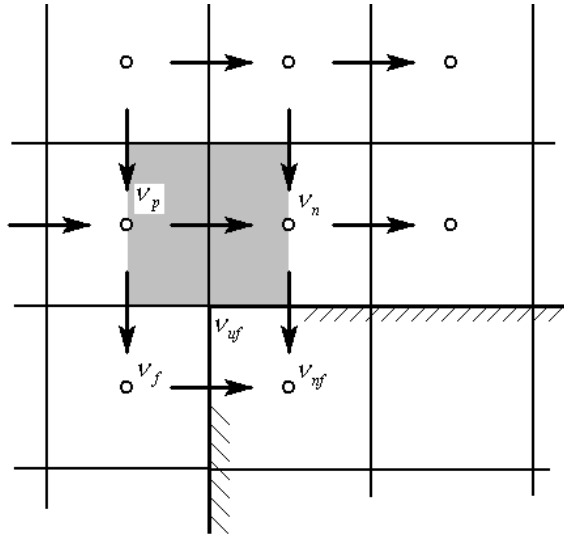


Figura 4.2 - Volume de controle acima de uma esquina convexa.

Como consequência da axissimetria tem-se,

$$v|_{z_i, r=0} = 0 \quad \text{e} \quad u|_{z_i, r=0} = u(z_i, \Delta r/2) . \quad (4.18)$$

Pelo fato de utilizar malha deslocada e os valores das velocidades normais às fronteiras, com exceção da entrada e da saída, serem condições de contorno de Neumann, $(\vec{u})_n = (\vec{u}_*)_n = (\vec{u}_{**})_n = 0$, não se precisa dos valores da pressão e do corretor da pressão

nesses pontos. Das equações (4.8) e (4.9), pode-se deduzir que $G(\pi')_n = 0$ nas paredes e no eixo de simetria.

Como foi discutido no capítulo anterior, a simulação do escoamento completamente desenvolvido num domínio com variações periódicas da seção transversal exige o uso de condições periódicas na direção do escoamento, tanto para as variáveis originais quanto para as resolvidas nas suas componentes periódicas. Então,

$$\phi(z_i, r_j, t) = \phi(z_{i+NZ}, r_j, t), \quad (4.19)$$

onde ϕ representa qualquer variável e NZ é o número de volumes de controle na direção axial.

4.6 Cálculo dos Termos Fonte

A decomposição dos campos de pressão e de temperatura em uma parte periódica e outra dependente da posição na direção do escoamento requer a adição de termos fonte nas equações de quantidade de movimento e energia.

4.6.1 Equação de Quantidade de Movimento

Ao lado direito da equação de quantidade de movimento deve ser adicionado o seguinte termo:

$$S_u = \left(-\frac{d\bar{P}}{dz} \right) = \left[\frac{\bar{P}(z, r) - \bar{P}(z + L_D, r)}{L_D} \right]. \quad (4.20)$$

O valor da queda de pressão por módulo foi imposto indiretamente em cada caso, através do número de Reynolds baseado na velocidade de corte. Assim, o fluxo mássico e, em consequência, o número de Reynolds baseado na velocidade média são resultados da simulação. Por este motivo, o estabelecimento prévio de um número de Reynolds (Re_b), com precisão, é uma tarefa difícil.

4.6.2 Equação da Energia

O uso do campo de temperatura periódico na equação da energia, com condições de contorno de fluxo de calor por unidade de área constante, requer a adição do seguinte termo fonte no lado direito:

$$S_T = \frac{d\bar{T}}{dz} \left(\frac{\partial \alpha_e}{\partial z} - u \right). \quad (4.21)$$

Assumindo-se que $\frac{\partial \alpha_e}{\partial z} \ll u$, como feito por Ciofalo e Collins (1992), tem-se,

$$S_T = \frac{2q}{u_{av} \cdot \rho \cdot R \cdot Cp} (u), \quad (4.22)$$

onde a velocidade média é

$$u_{av} = \dot{m} / (\pi \cdot R^2). \quad (4.23)$$

O fluxo mássico no cálculo da velocidade média u_{av} é obtido por integração do perfil de velocidade, mediante a regra do trapézio.

4.7 Condições Iniciais e Processamento de Dados

Os campos de velocidade e de temperatura iniciais são gerados, para cada caso, pela simulação a mais baixo número de Reynolds. Nas simulações seguintes, os resultados da anterior são utilizados como condições iniciais.

O valor máximo do número de Reynolds (Re_b) e do número de Nusselt (Nu), são monitorados até que a diferença entre seus valores, em dois tempos consecutivos, seja inferior a 0,05% durante 1000 passos de tempo, estado no qual o fluxo é considerado estatisticamente estável. Após atingido este estado, a simulação continua por mais 4 unidades de tempo adimensionais ($t^* = D/u_\tau$), nas quais são colhidos 1000 campos de dados, processados para fornecer os valores médios temporais.

O número de Nusselt local é calculado usando a seguinte expressão:

$$Nu(\xi) = \frac{qD}{(T_w - T_{av})k}, \quad (4.24)$$

onde a temperatura media é calculada de acordo com

$$T_{av} = \frac{\int_0^R uT \cdot dr}{\int_0^R u \cdot dr} \quad (4.25)$$

e ξ é uma coordenada que acompanha a superfície da parede.

A tensão cisalhante na parede é dada por:

$$\tau_w(z) = -\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_w. \quad (4.26)$$

As grandezas globais são obtidas a partir das correspondentes grandezas locais, através de um processo de integração como os seguintes:

$$\langle Nu \rangle = \frac{1}{\Delta \xi} \int_0^{\Delta \xi} Nu(\xi) d\xi, \quad (4.27)$$

$$\langle \tau_w \rangle = \frac{1}{L_D} \int_0^{L_D} \tau_w(z) dz. \quad (4.28)$$

Por último, o fator de atrito também é calculado, devido à sua importância na comparação das diferentes geometrias, segundo a seguinte expressão:

$$f = \frac{\Delta p \cdot \rho \cdot D}{2L_D \cdot \left(\frac{\dot{m}}{A} \right)} = \frac{8u_\tau^2}{u_{av}^2}. \quad (4.29)$$

Capítulo V

Resultados e Discussão

5.1 Introdução

Neste capítulo relata-se a validação do código computacional desenvolvido com um caso de solução analítica conhecida em regime laminar. Posteriormente mostram-se os resultados da simulação do escoamento num tubo liso com e sem modelo de turbulência, a simulação do escoamento num tubo com rugosidade transversal em quatro configurações diferentes sem modelo sub-malha e duas simulações com modelo sub-malha Smagorinsky com diferentes constantes C_s , em uma das geometrias.

5.2 Escoamento em Tubo Liso

Inicialmente foi realizada a simulação do escoamento num tubo liso para validar o método de solução das equações de Navier-Stokes e o efeito da modelagem sub-malha. A discretização espacial, o avanço temporal e as condições de contorno para o tubo liso são as mesmas descritas no capítulo IV. O método de solução foi testado em duas condições: regime laminar com viscosidade constante e regime turbulento com modelo de turbulência sub-malha de Smagorinsky.

5.2.1 Regime Laminar

Foram feitas simulações em regime laminar usando as equações (3.1a), (3.1d) e (3.1e) para números de Reynolds $Re_* = 50$ e $Re_* = 100$. Além das condições de contorno descritas no capítulo anterior, usou-se como condição inicial:

$$\vec{u}(\vec{r}, t = 0) = 0 . \quad (5.1)$$

Com estas condições, as simulações a baixo número de Reynolds correspondem à solução num domínio axissimétrico do *starting flow* num tubo circular, como é descrito em

White (1991). No presente caso, o uso das condições periódicas pode ser justificado pela homogeneidade do fluxo na direção axial.

A simulação acompanha o desenvolvimento do escoamento como previsto na solução teórica, aproximando-se da solução do escoamento de Hagen-Poiseuille quando o tempo adimensional $t^{**} = \nu / R^2$ tende a infinito. Da mesma forma, o número de Nusselt aproxima-se do seu valor teórico para tubos com fluxo de calor constante, $Nu = 4,36$.

A Figura 5.1 mostra a evolução temporal dos perfis de velocidade adimensionalizados com a velocidade máxima $u_{\max} = -\frac{dP}{dz} \frac{R^2}{4\mu}$, para cinco tempos adimensionais t^{**} , comparados com a solução do escoamento de Hagen-Poiseuille a $Re_* = 50$.

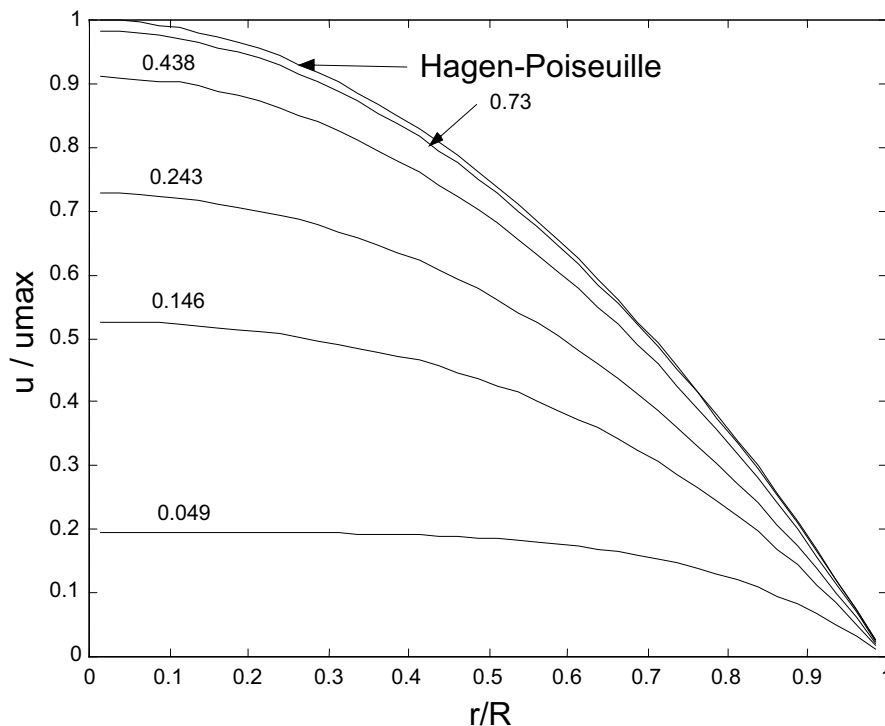


Figura 5.1- Solução numérica do *starting flow* comparada com a solução de Hagen-Poiseuille ($Re_* = 50$).

Para testar a implementação das equações de Navier-Stokes filtradas, realizou-se uma simulação com as equações (3.15a) e (3.15b) com constante de Smagorinsky $C_s = 0,0$.

Os resultados desta simulação coincidem com a solução anterior com algumas diferenças muito pequenas que podem dever-se à difusão numérica acrescentada pela complexidade dos operadores discretos aplicados aos termos difusivos da equação (3.15a).

5.2.2 Regime Turbulento

Para a simulação a $Re_* = 200$, que corresponde a um número de Reynolds, baseado na velocidade média, acima do número de transição em tubos lisos ($Re_b = 2000$), usou-se o modelo Smagorinsky para modelar os efeitos sub-malha da turbulência. Como não foi contemplado o uso de condições de contorno artificiais para a solução da camada limite, utilizou-se uma malha suficientemente densa para localizar o primeiro volume de controle dentro da subcamada viscosa ($y^+ < 5$).

Na simulação com modelo sub-malha não foi possível o desenvolvimento de um perfil de velocidade turbulento independentemente do comprimento do domínio computacional L_D . Várias tentativas foram feitas mudando o valor da constante de Smagorinsky e introduzindo perturbações aleatórias de várias ordens de grandeza.

Uma outra tentativa, sem sucesso, foi feita num escoamento completamente turbulento a $Re_* = 360$, usando como valor inicial a solução obtida na simulação numérica direta de Eggels et al (1994) e perturbações de várias ordens de grandeza.

A inibição do desenvolvimento do campo de velocidade turbulento pode ser atribuída a que as estruturas mais importantes dos escoamentos turbulentos sobre superfícies sólidas são de caráter tridimensional. Os escoamentos parietais transicionam a partir do aparecimento de estruturas tridimensionais e a troca de energia na direção perpendicular ao plano do escoamento (WHITE, 1991).

A aplicação do modelo sub-malha de Smagorinsky na simulação bidimensional do escoamento no interior de um tubo liso mostrou-se inapropriada, porém, o modelo pode ser empregado para capturar as estruturas quase bidimensionais de escoamentos com separação, como no caso do tubo com nervuras (BOURIS; BERGELES, 1999).

5.3 Escoamento em Tubo com Nervuras em Regime Laminar

O presente estudo centrou-se na simulação de quatro diferentes configurações em regime laminar, apresentadas na Tab. 5.1, e uma delas em regime turbulento. A escolha dos parâmetros geométricos foi feita com base em trabalhos experimentais reportados na literatura e levando em conta a possibilidade de ter vários volumes de controle na região limitada pela parede do tubo e o topo das nervuras; região na qual acontecem os fenômenos mais relevantes à física do problema.

O regime imposto através do número de Reynolds baseado na velocidade de corte média, definida na equação (3.28), foi $Re_* = 100$.

Tabela 5.1 – Parâmetros das simulações para tubos com nervuras, em regime laminar.

Caso	e/D	p/e	Re_*	Nº de Prandtl
A	0,04	10	100	0,7
B	0,04	20	100	0,7
C	0,08	10	100	0,7
D	0,08	20	100	0,7

5.3.1 Estrutura do Escoamento

O fenômeno de transição em um tubo liso acontece a números de Reynolds entre 2000 e 4000. Em tubos com rugosidade a presença dos elementos rugosos acelera a transição. Não tendo informações específicas sobre o número de Reynolds de transição em tubos com nervuras transversais, optou-se por adotar como critério o mesmo empregado para tubulações comerciais com igual rugosidade relativa. Assim, a simulação em regime laminar foi feita no mesmo número de Reynolds que no tubo liso, ou seja $Re_* = 100$.

Devido à influência do passo relativo entre nervuras e da altura relativa, existem diferenças na estrutura do escoamento na região limitada pelos obstáculos. Como foi mencionado no capítulo II, existem regiões de recirculação entre as nervuras, caracterizadas pelos comprimentos relativos apresentados na Fig. 5.2, onde as linhas sólidas indicam os contornos de velocidade axial média nula ; $\hat{u} = 0$.

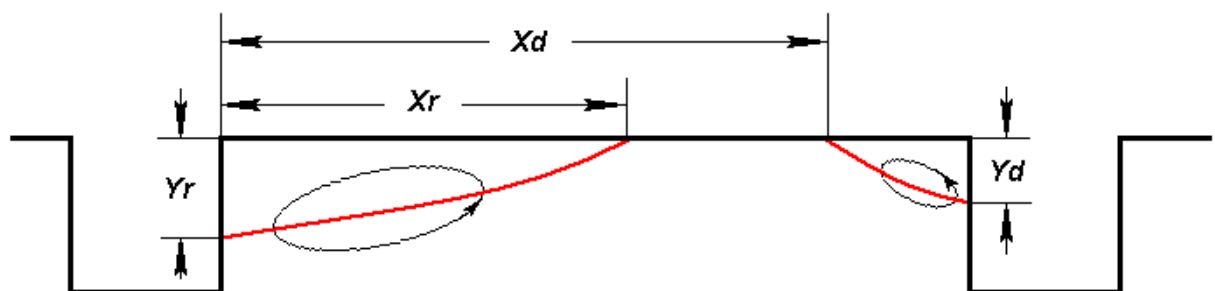


Figura 5.2 – Comprimentos característicos das regiões do escoamento.

A Figura 5.3 mostra um detalhe das linhas de corrente instantâneas perto da nervura para o caso A. Observam-se duas regiões de recirculação a jusante e a montante da nervura. A primeira região a jusante tem seu ponto de recolamento na posição X_r , onde a tensão cisalhante é zero. A segunda região forma-se pelo descolamento da camada limite na posição X_d . Com o aumento do passo relativo, à mesma rugosidade relativa, a segunda região de recirculação desaparece e a primeira permanece quase inalterada, como pode ser visto na Fig. 5.4.

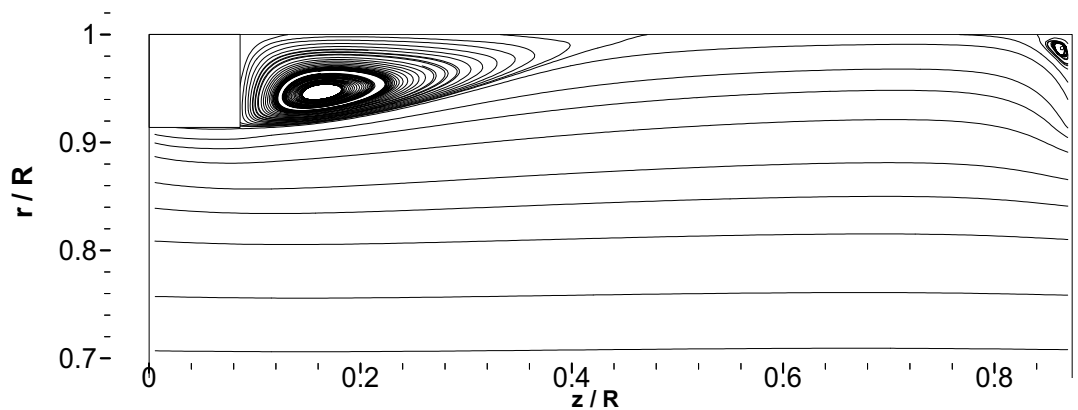


Figura 5.3 - Detalhe das linhas de corrente instantâneas para o caso A ($e/D = 0.04$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

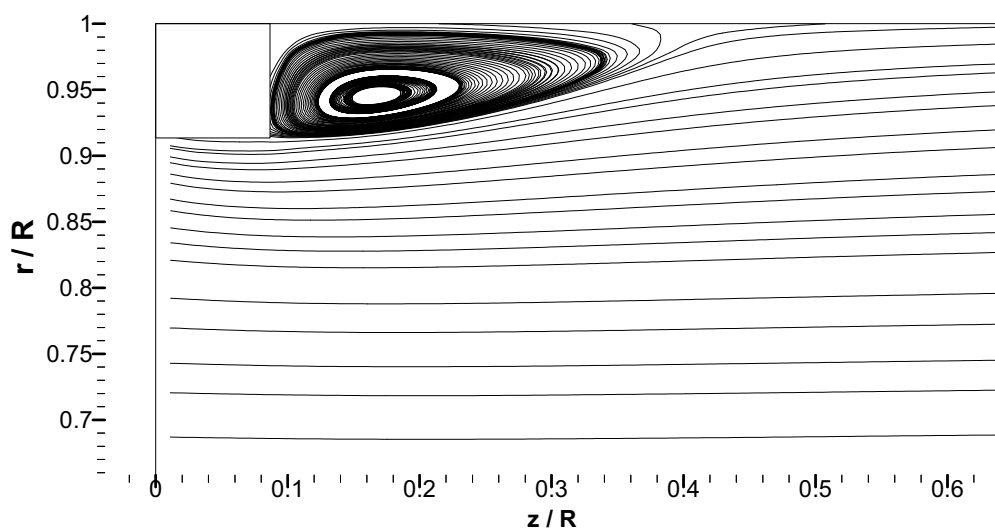


Figura 5.4 - Detalhe das linhas de corrente instantâneas a jusante da nervura para o caso B ($e/D = 0.04$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$).

No caso das nervuras com altura relativa maior acontecem dois fenômenos importantes. Na geometria C, as regiões de recirculação a jusante e a montante da nervura têm um comportamento transiente variando seu comprimento ao longo da parede do tubo e, eventualmente, juntando-se, como mostra a Fig. 5.5. No caso D, a região a montante da nervura não aparece e a região a jusante do obstáculo também varia seu comprimento com o tempo, sem atingir a nervura seguinte. A Figura 5.6 mostra um detalhe das linhas de corrente instantâneas perto do obstáculo.

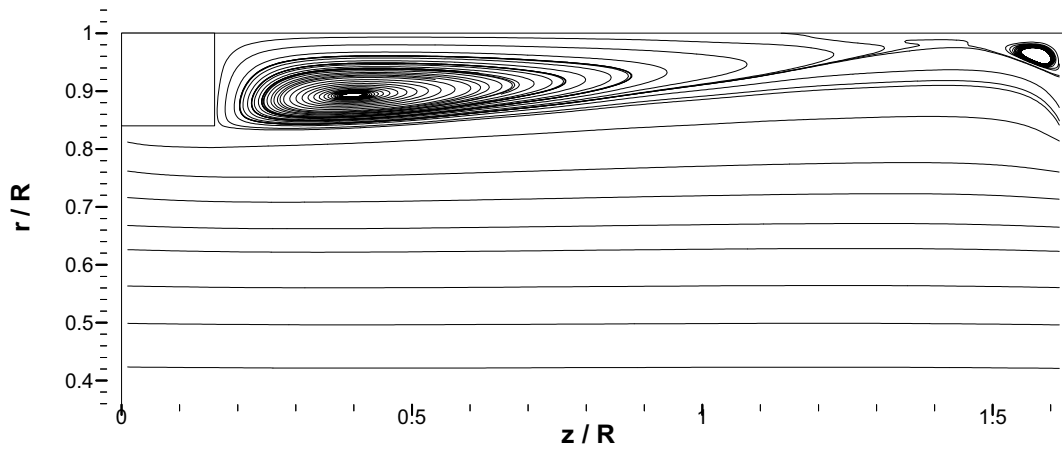


Figura 5.5 - Detalhe das linhas de corrente instantâneas na geometria C ($e/D = 0.08$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$).

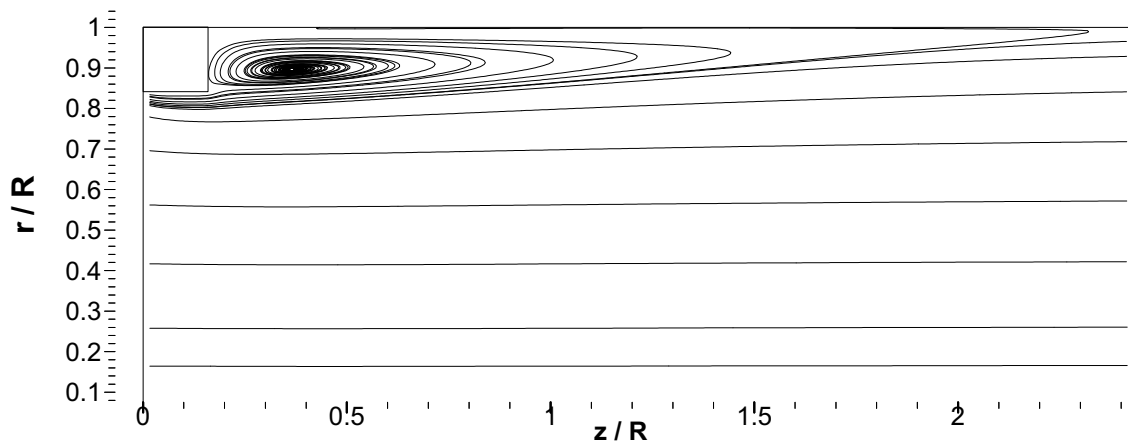


Figura 5.6 - Detalhe das linhas de corrente instantâneas na geometria D ($e/D = 0.08$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$).

5.3.2 Distribuição da Tensão Cisalhante nas Paredes

Os comprimentos de recolamento axiais evidenciam-se nas Fig. 5.7, 5.8, 5.9 e 5.10, que mostram a tensão cisalhante média ao longo da parede do tubo, adimensionalizada com a correspondente tensão cisalhante em tubo liso. O recolamento está localizado no ponto em que a tensão cisalhante muda de sinal. O elevado valor de $|\tau_w|$ na parte superior da nervura deve-se à aceleração das partículas de fluido ao passar pela contração. A jusante da nervura tem-se a primeira região de recirculação, com recolamento no ponto Xr . A partir dali, desenvolve-se a camada limite laminar, que tem outra separação no ponto Xd , a montante da nervura seguinte.

As simulações feitas em regime laminar apresentam discrepância com a literatura no comprimento de recolamento Xr e na localização do ponto de máximo número de Nusselt. As referências bibliográficas não são muito claras no que se refere à localização da origem de coordenadas utilizada para medir o comprimento de recolamento. As citadas referências tampouco trazem informações claras sobre o regime no qual as relações entre o comprimento de recolamento e a altura da nervura são válidas. A Tabela 5.2 mostra as distâncias relativas de recolamento; Xr e Yr e descolamento; Xd e Yd para as quatro configurações.

Tabela 5.2 – Coordenadas dos pontos de recolamento e descolamento.

Caso	Xr	Yr	Xd	Yd
A	4,865	0,731	9,545	0,229
B	4,830	0,708	19,614	0,069
C	-	0,775	-	0,3569
D	12,374	0,775	-	0,0

Nos casos A e B (Fig. 5.7 e 5.8), a primeira região de recirculação encontra-se bem definida e localizada num comprimento de aproximadamente 4,8 alturas da nervura. Como podia esperar-se, o valor do fator de atrito é menor nos casos de altura relativa baixa já que a influência do obstáculo é menos perceptível no centro do tubo.

No caso B o fator de atrito é ainda menor. Por estarem mais separadas as nervuras, as partículas de fluido nas proximidades da parede após o ponto de recolamento, acompanham as linhas de corrente de comprimento maior e, portanto, são mais aceleradas. Esta aceleração se traduz numa maior vazão, com a mesma queda de pressão por unidade de comprimento.

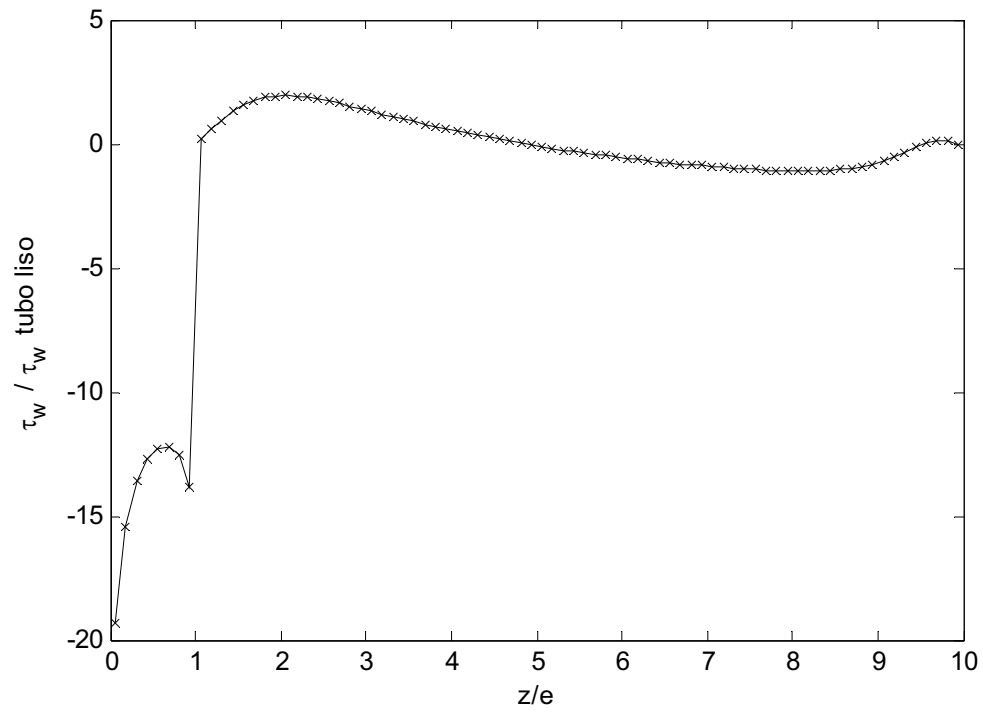


Figura 5.7 – Relação de tensões cisalhantes na parede vs. distância axial relativa ($e/D = 0.4$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$)

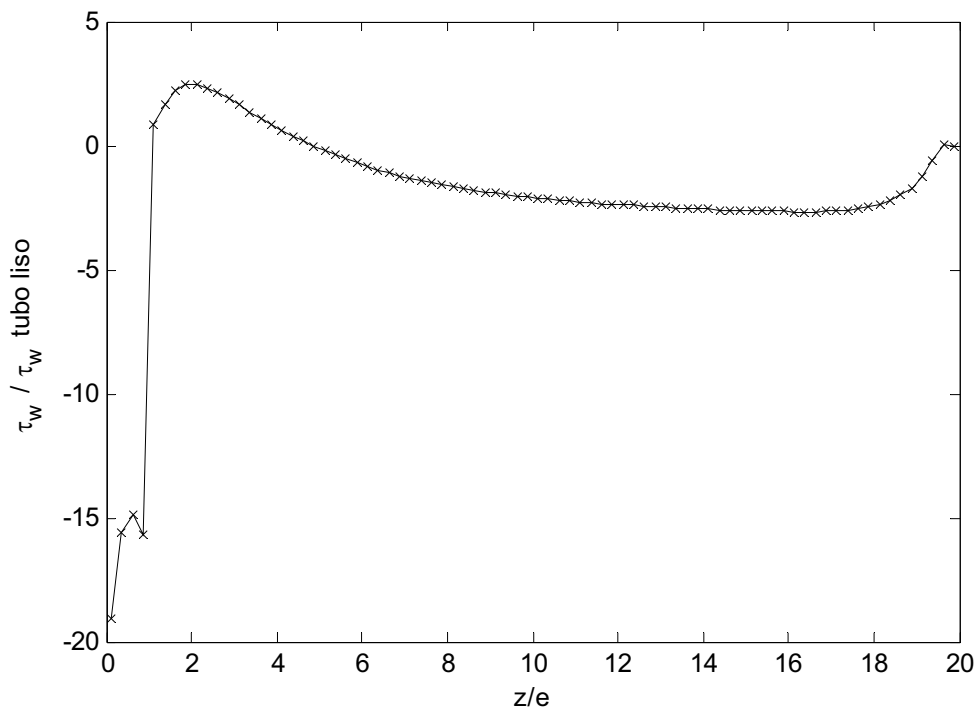


Figura 5.8 – Relação de tensões cisalhantes na parede vs. distância axial relativa ($e/D = 0.04$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$)

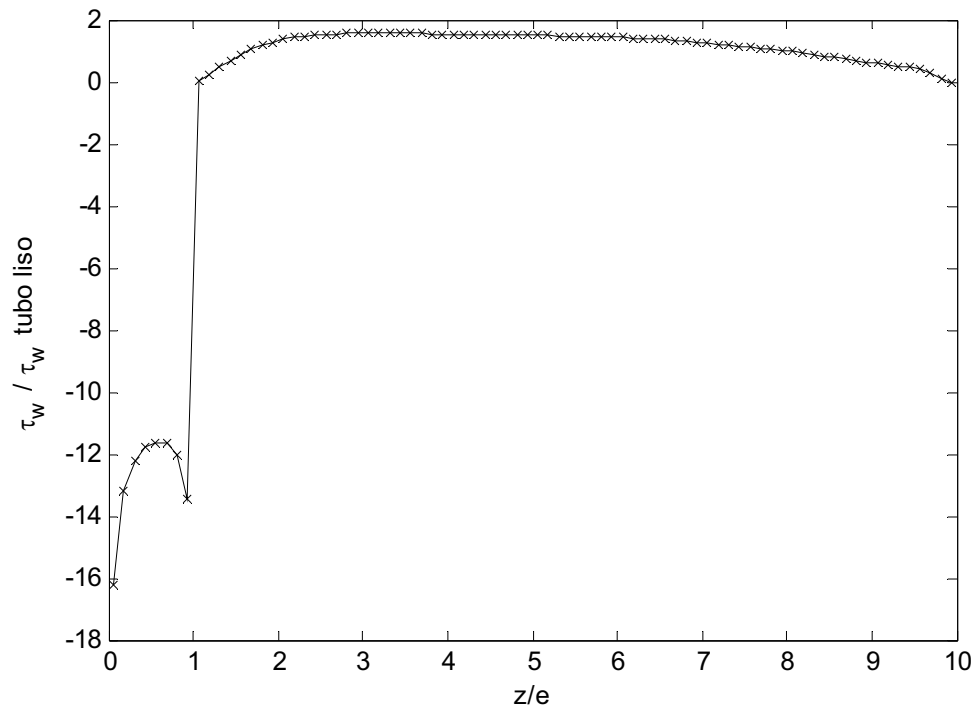


Figura 5.9 – Relação de tensões cisalhantes na parede vs. distância axial relativa ($e/D = 0.08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$)

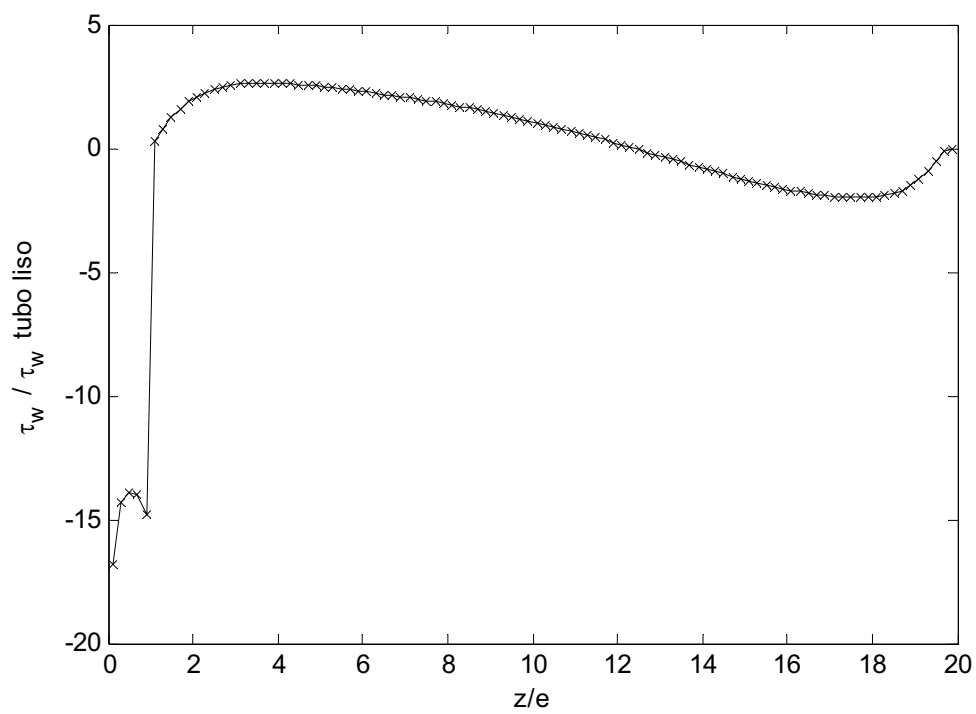


Figura 5.10 – Relação de tensões cisalhantes na parede vs. distância axial relativa ($e/D = 0.08$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$)

Na Figura 5.9 observa-se que o recolamento não acontece em média no caso C, já que a tensão cisalhante média na parede após a nervura é sempre positiva. Neste caso, uma bolha de recirculação é formada na cavidade limitada pelas nervuras e, como consequência, a quantidade de massa que efetivamente atravessa as fronteiras de entrada e saída é reduzida. Esta bolha de recirculação, que ocupa todo o passo entre nervuras, provoca um aumento no fator de atrito.

No caso D, o espaçamento entre nervuras é o suficientemente grande para permitir o recolamento da camada limite a 13 alturas da nervura em média. Da mesma forma, o fator de atrito diminui em comparação com a geometria de menor passo relativo, pelas mesmas razões expostas na discussão dos casos A e B.

5.3.3 Campos de Velocidade Média

Nos campos médios de velocidade observam-se as regiões descritas anteriormente. Observa-se que a velocidade axial máxima acontece no eixo de simetria e a mínima na região a jusante da nervura. O valor negativo desta velocidade implica na presença da primeira região de recirculação. A ausência da pequena bolha de recirculação contrarotativa a jusante da nervura (região v, Fig. 2.3), em todos os casos simulados, pode ser atribuída à pequena altura relativa do elemento de rugosidade. Os máximos valores absolutos da velocidade radial acontecem nos cantos a montante e a jusante da nervura, enquanto que o seu valor é quase zero no núcleo do escoamento. As Figuras 5.11 a 5.14 mostram detalhes do campo de velocidade média e a vorticidade nas proximidades da nervura nos quatro casos simulados.

Nas Figuras 5.15 a 5.22 apresenta-se uma comparação entre os perfis de velocidade axial em tubo liso e os perfis de velocidade axial e radial para os quatro casos, em três posições diferentes. Os valores da velocidade radial média na região próxima do eixo são muito pequenos, indicando que a presença das nervuras na parede pouco afeta o núcleo do escoamento em regime laminar. Com o aumento da altura relativa e a diminuição do passo relativo, o efeito da presença das nervuras é mais notório, abaixando o perfil de velocidade axial média e, portanto, a vazão para uma mesma queda de pressão por unidade de comprimento.

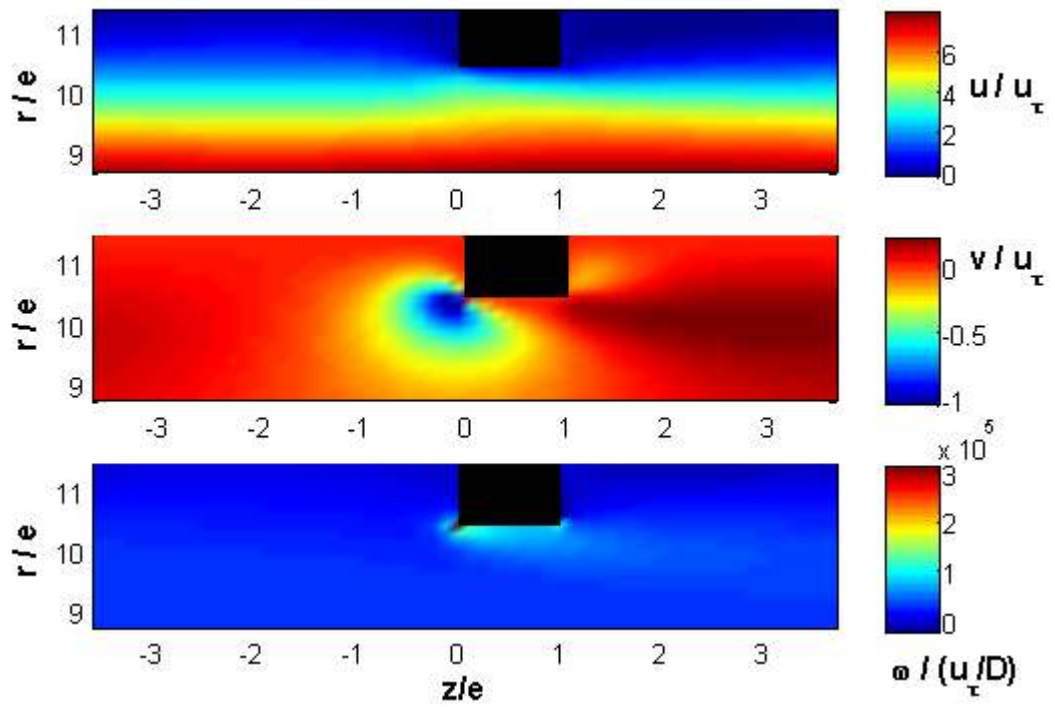


Figura 5.11 – Contornos de velocidade axial média, velocidade radial média e vorticidade média ($e/D = 0.04$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

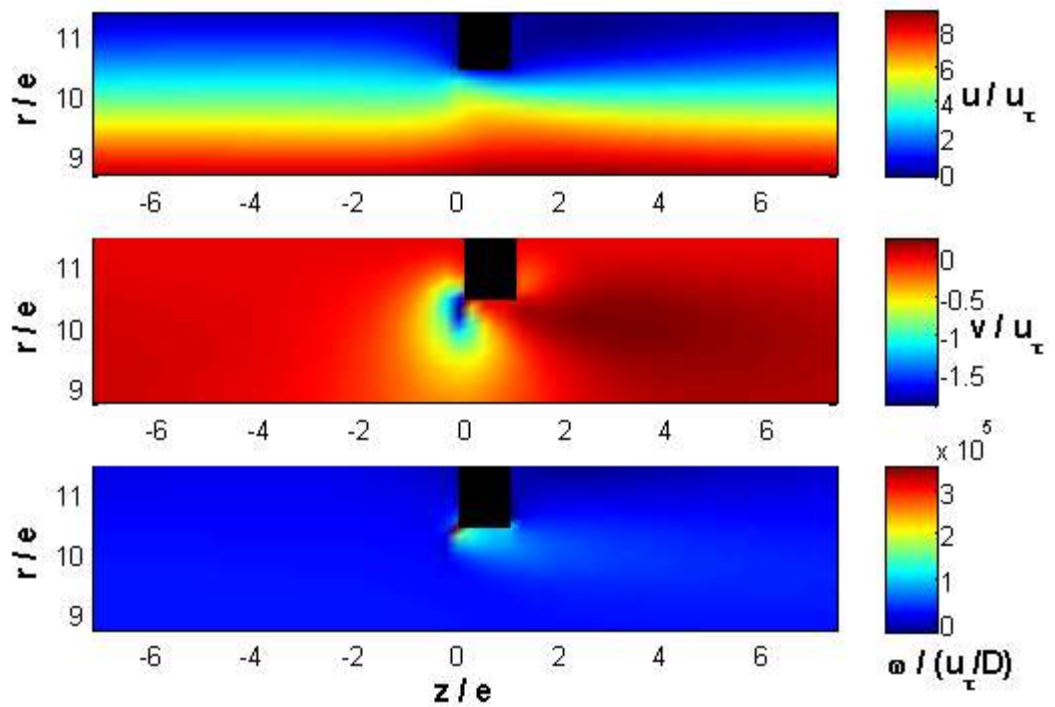


Figura 5.12 – Contornos de velocidade axial média, velocidade radial média e vorticidade média ($e/D = 0.04$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$).

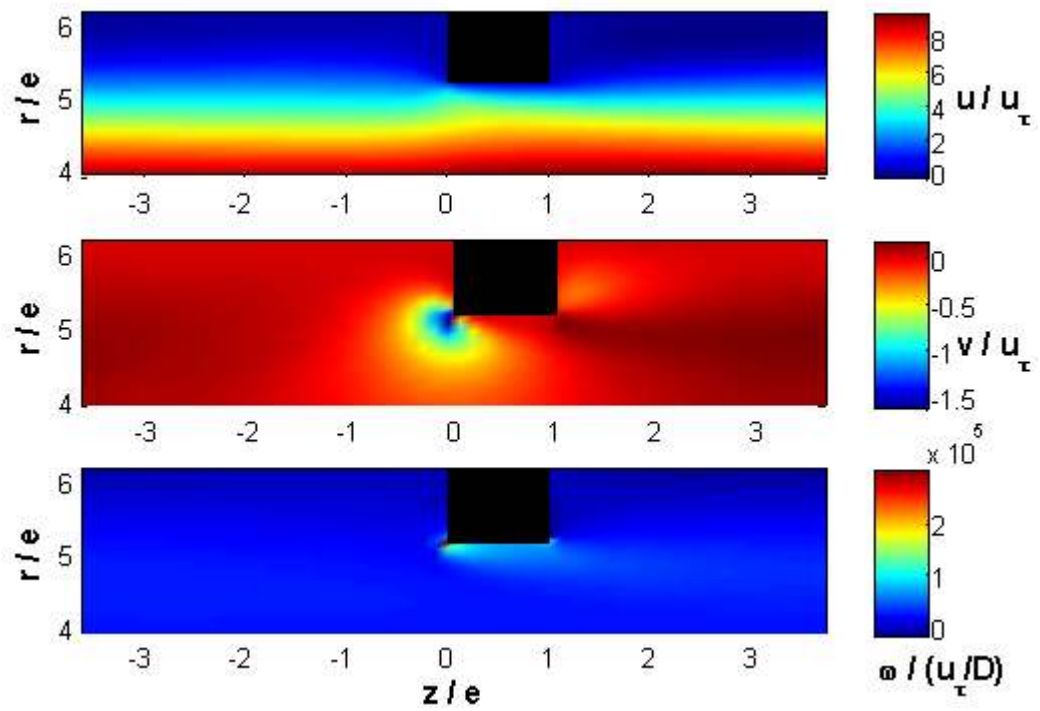


Figura 5.13 – Contornos de velocidade axial média, velocidade radial média e vorticidade média ($e/D = 0.08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

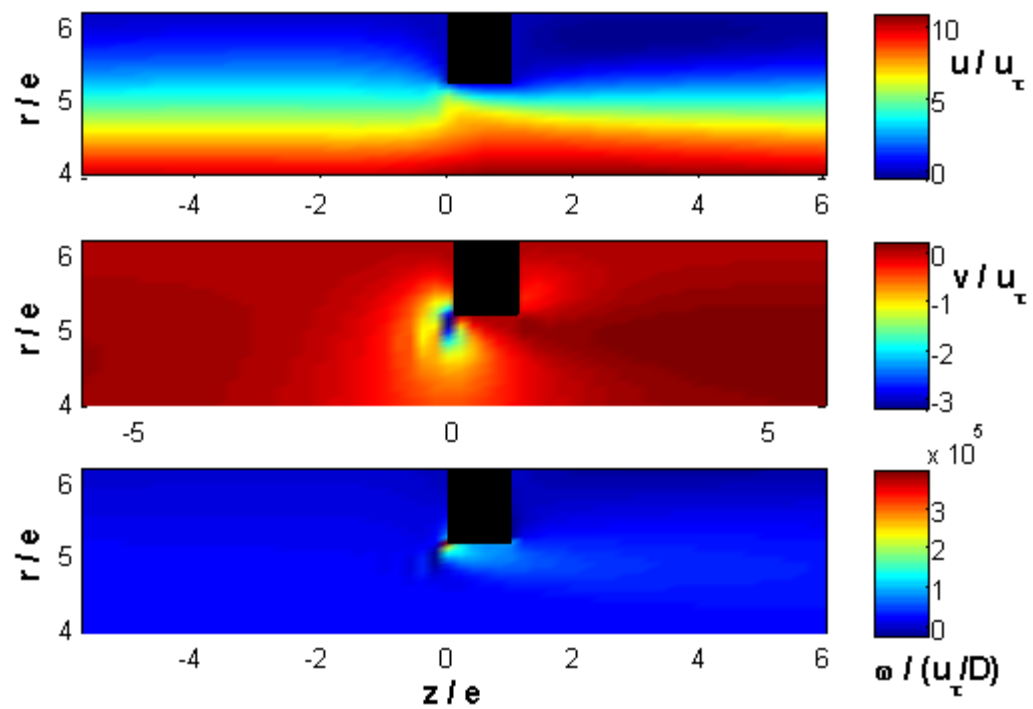


Figura 5.14 – Contornos de velocidade axial média, velocidade radial média e vorticidade média ($e/D = 0.08$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$).

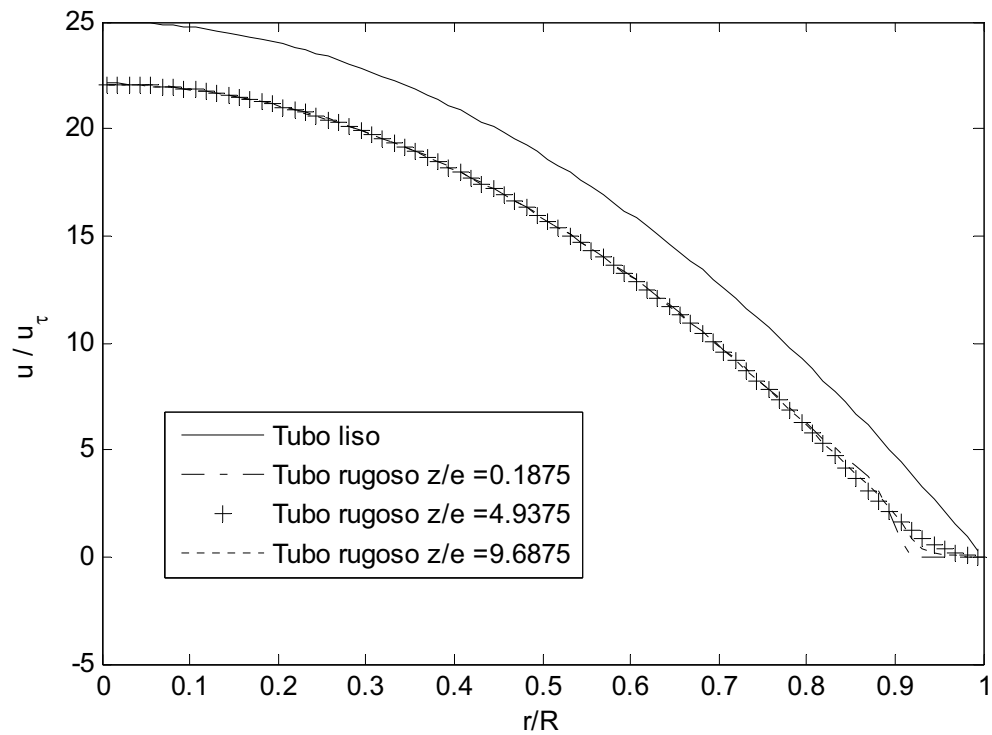


Figura 5.15 – Perfis de velocidade axial média e perfil de velocidade laminar em tubo liso. ($e/D = 0.04$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

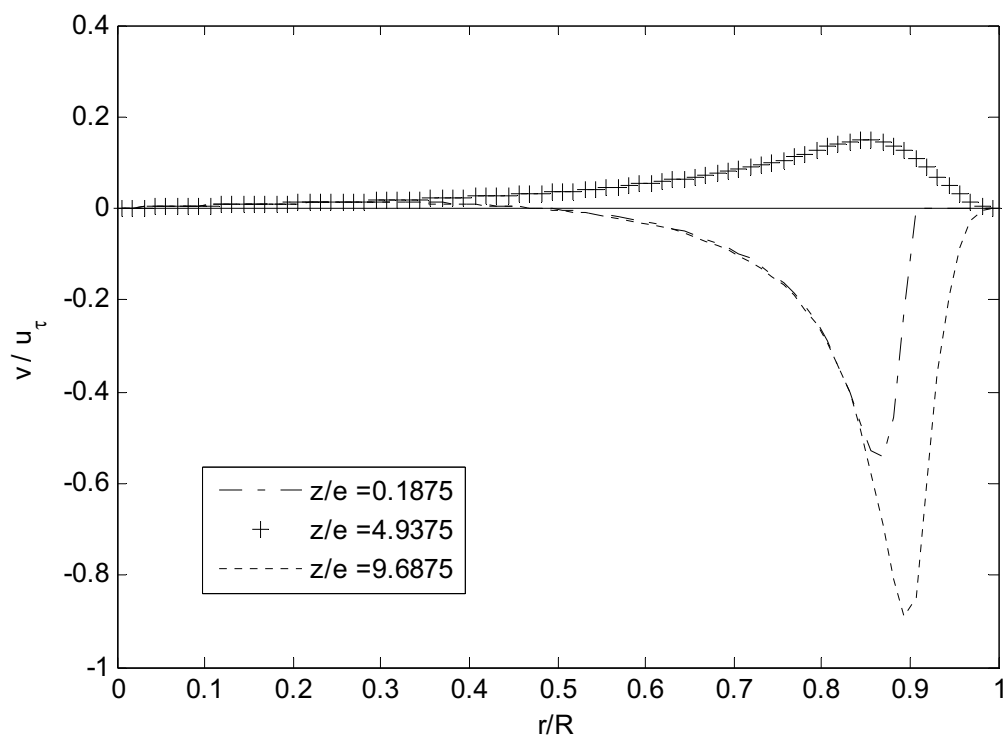


Figura 5.16 – Perfis de velocidade radial média. ($e/D = 0.04$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

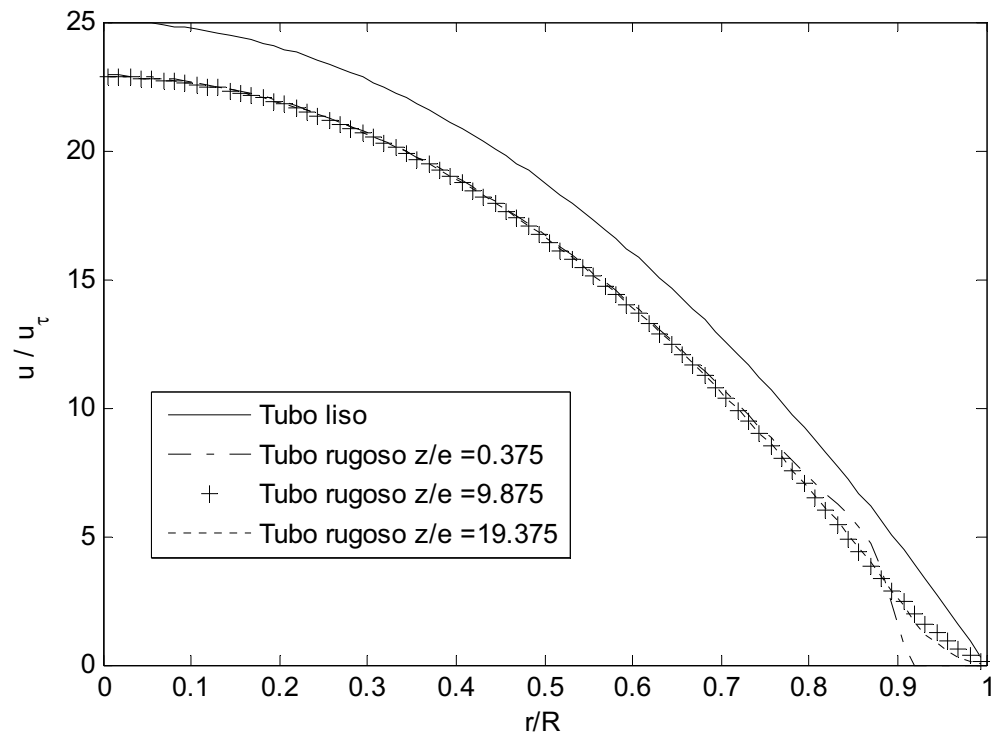


Figura 5.17 – Perfis de velocidade axial média e perfil de velocidade laminar em tubo liso. ($e/D = 0.04$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$).

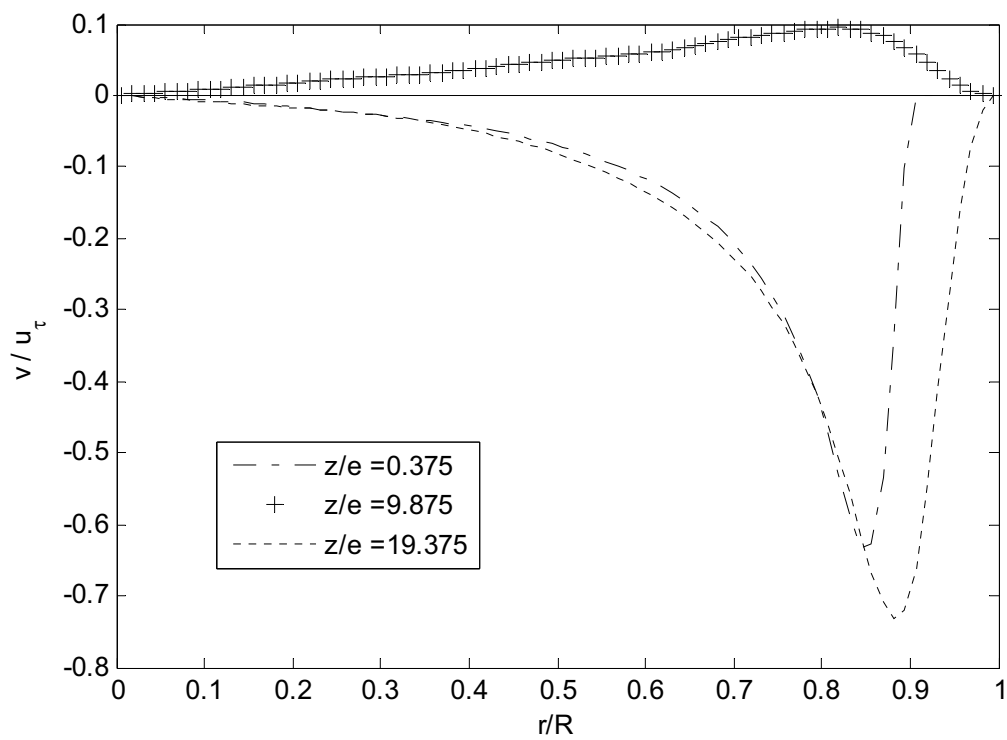


Figura 5.18 – Perfis de velocidade radial média. ($e/D = 0.04$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$).

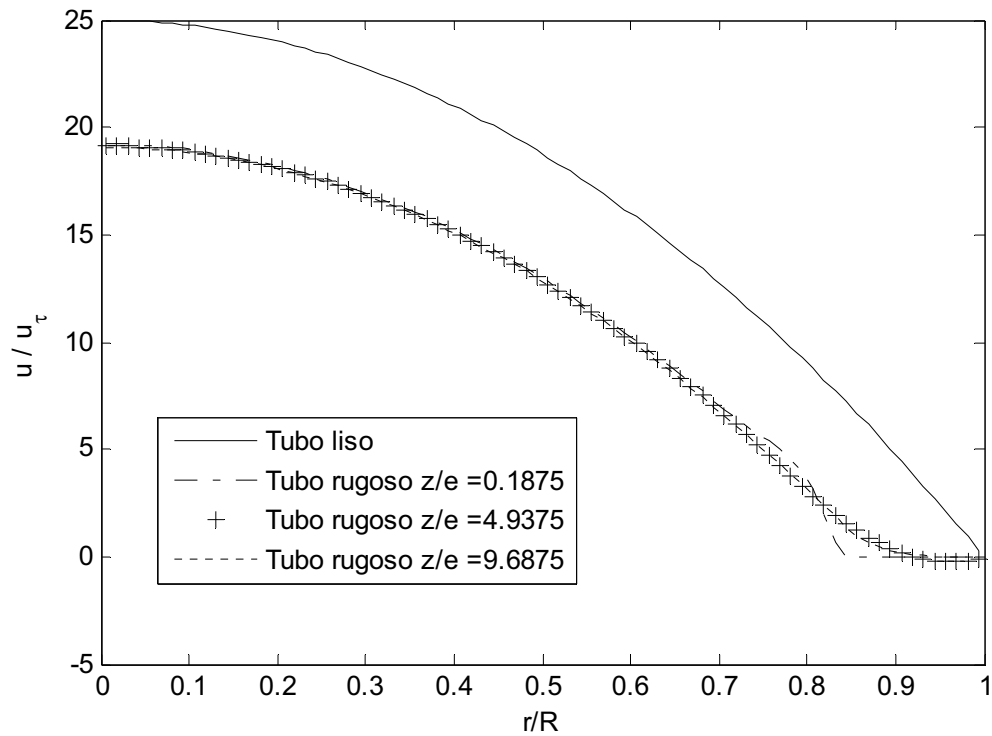


Figura 5.19 – Perfis de velocidade axial média e perfil de velocidade laminar em tubo liso. ($e/D = 0.08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

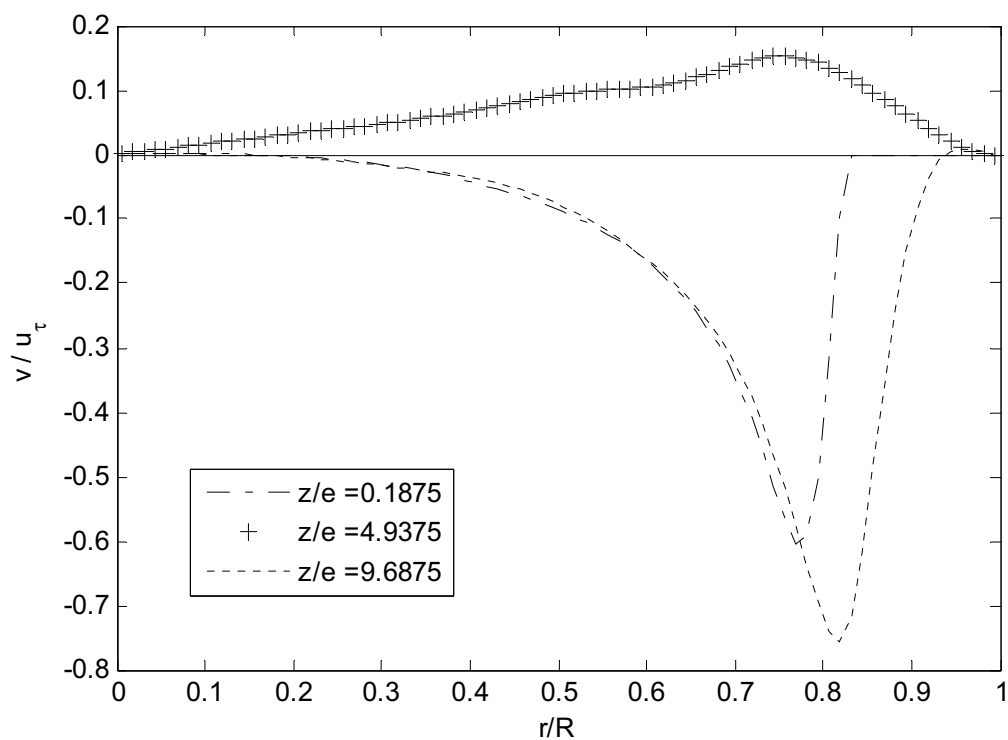


Figura 5.20 – Perfis de velocidade radial média. ($e/D = 0.08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

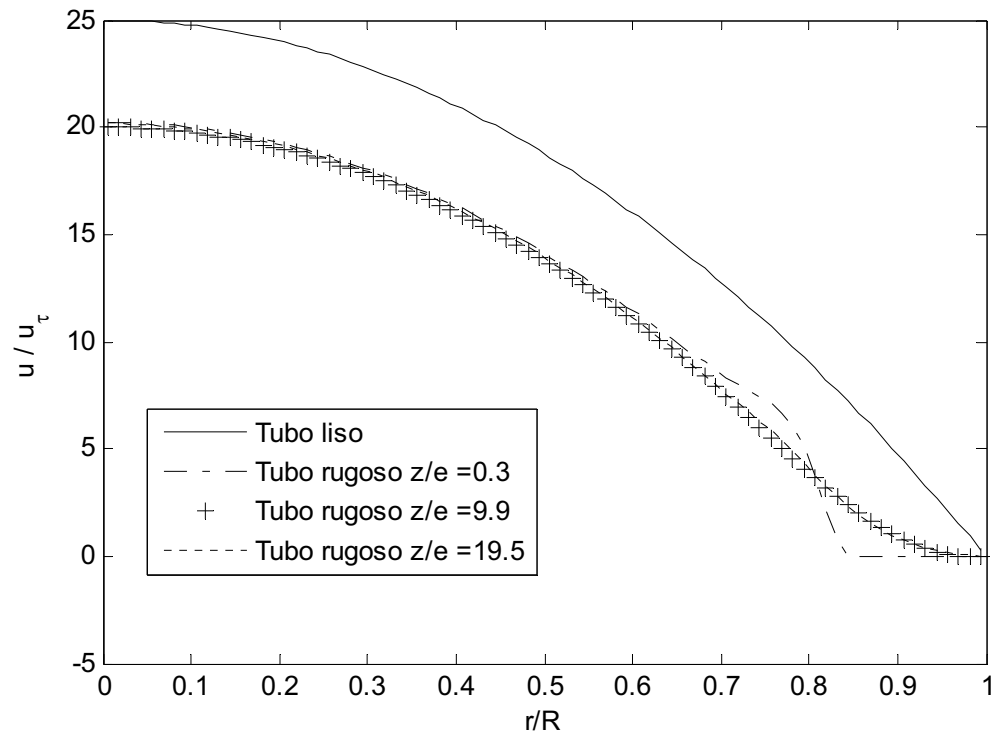


Figura 5.21 – Perfis de velocidade axial média e perfil de velocidade laminar em tubo liso. ($e/D = 0.08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

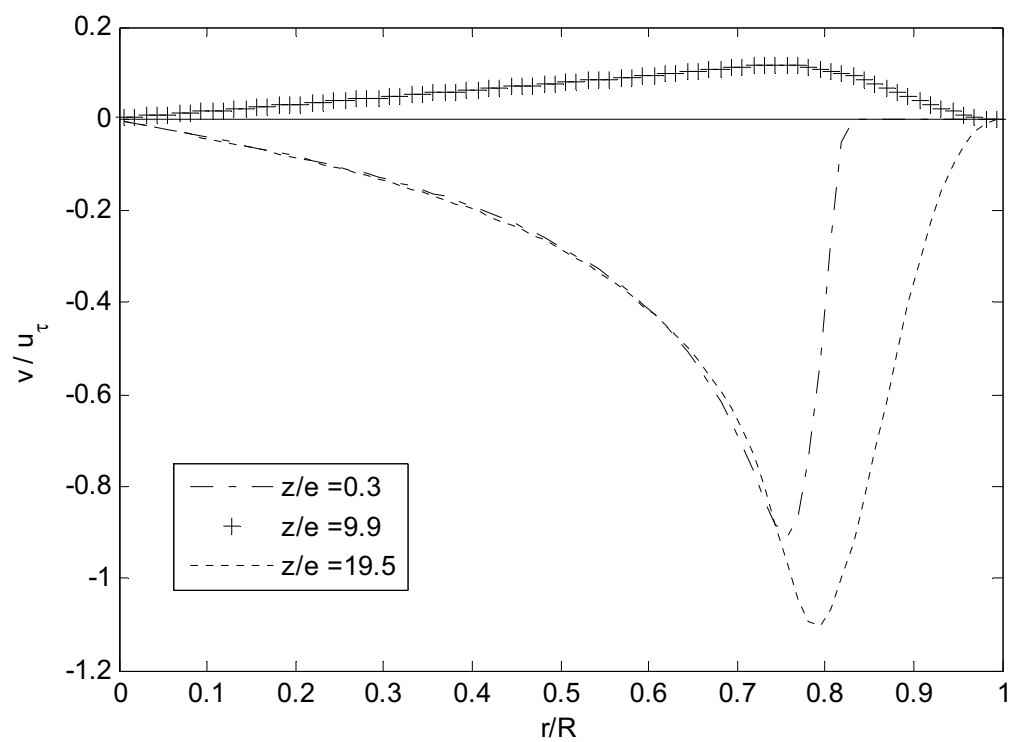


Figura 5.22 – Perfis de velocidade radial média. ($e/D = 0.08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

5.3.4 Distribuição do Número de Nusselt e Campo Médio de Temperatura

O máximo número de Nusselt calculado acontece na face dos obstáculos paralela ao escoamento, onde a velocidade é mais elevada. Entre as nervuras, o máximo Nusselt acontece num ponto relativamente afastado na frente do ponto de recolamento, que é mencionado na literatura como o local onde acontece a troca de calor mais intensa. As regiões de recirculação a montante e a jusante da nervura delimitam zonas de elevada temperatura, nas quais o transporte convectivo de calor para o núcleo do escoamento é muito limitado, e atuam como uma camada isolante, dificultando a troca de calor. Nas Figuras 5.23, 5.24, 5.25 e 5.26 pode-se observar o número de Nusselt normalizado, ao longo da parede, com seus mínimos valores nos cantos a montante e a jusante da nervura. O número de Nusselt máximo é inferior ao do escoamento em tubo liso com fluxo de calor constante, no mesmo número de Reynolds.

As Figuras 5.27 a 5.30 mostram os campos de temperatura periódica adimensional sobre as nervuras. Nestas Figuras podem ser vistas as regiões de alta temperatura, localizadas a montante e a jusante das nervuras e que atuam como isolantes entre as paredes e o núcleo do escoamento.

Do ponto de vista do rendimento termodinâmico, a formação de uma região de recirculação cobrindo toda a cavidade entre duas nervuras consecutivas, como no caso C, não apresenta vantagem, já que, além de aumentar o fator de atrito, como foi discutido anteriormente, a massa confinada entre as nervuras troca calor com o núcleo do escoamento quase exclusivamente através do transporte difusivo na fronteira superior da cavidade, enquanto recebe calor nas fronteiras sólidas.

Finalmente, a Tab. 5.3 mostra os números de Nusselt médios, a tensão cisalhante média na parede e o fator de atrito nos quatro casos simulados.

Tabela 5.3 – Nusselt médio, tensão cisalhante média, número de Reynolds e fator de atrito.

Caso	$\langle Nu \rangle$	$\langle \tau_w \rangle$	Re_b	f
A	2,95	-0,0194	980	0,0835
B	3,00	-0,0296	1050	0,0727
C	2,578	-0,0034	734	0,1488
D	2,128	-0,0034	816	0,1208

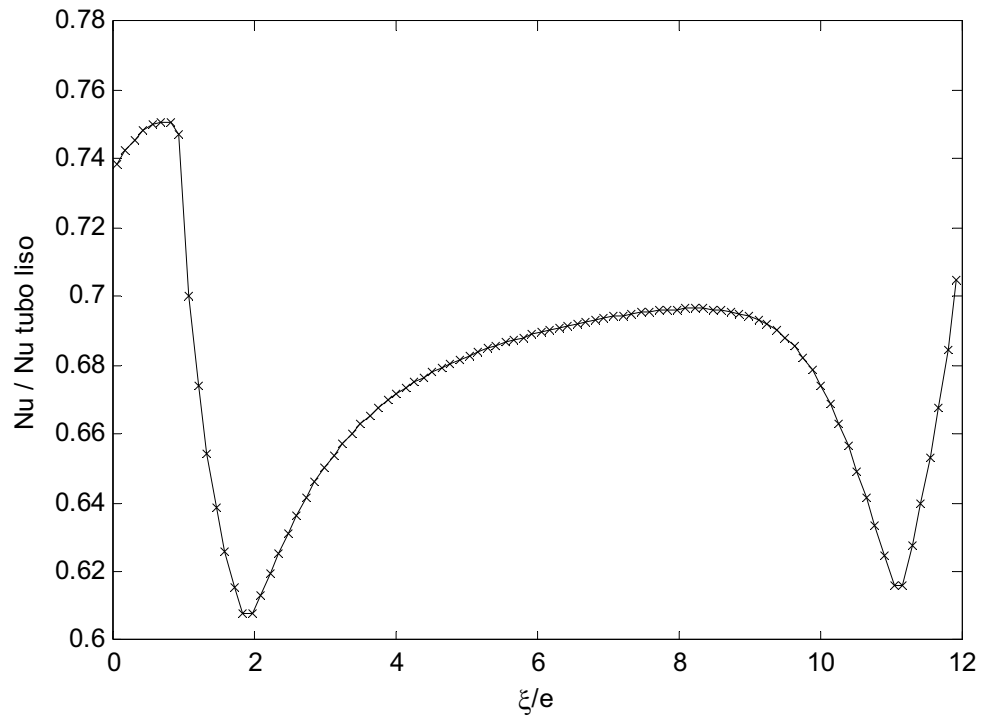


Figura 5.23 – Nusselt local / Nusselt tubo liso vs. Comprimento ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

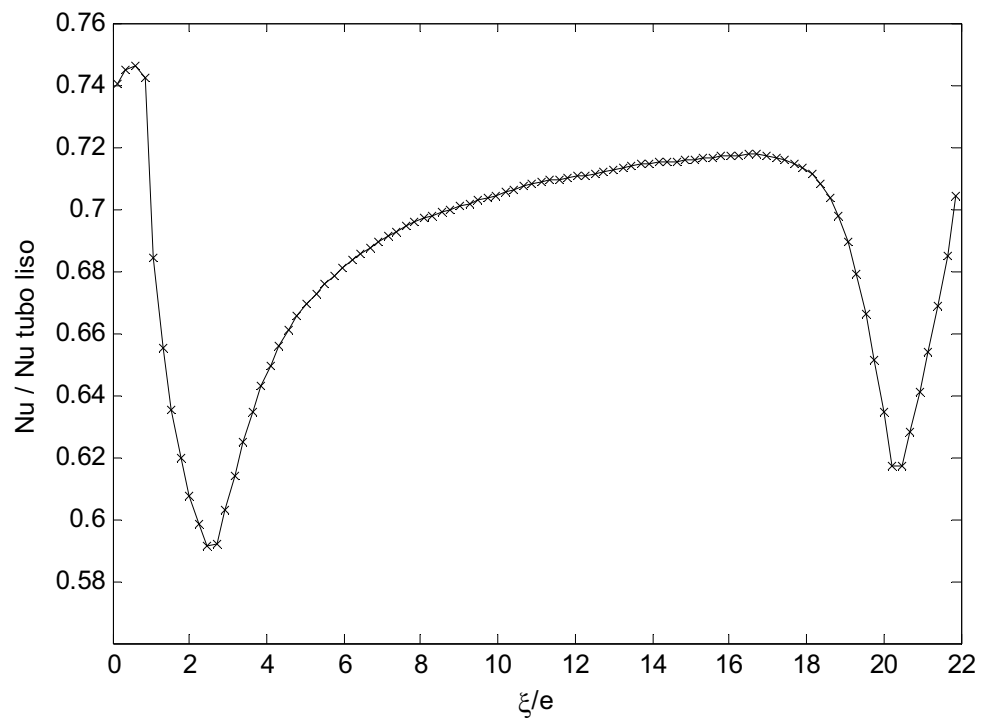


Figura 5.24 – Nusselt local / Nusselt tubo liso vs. Comprimento ($e/D = 0,04$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$).

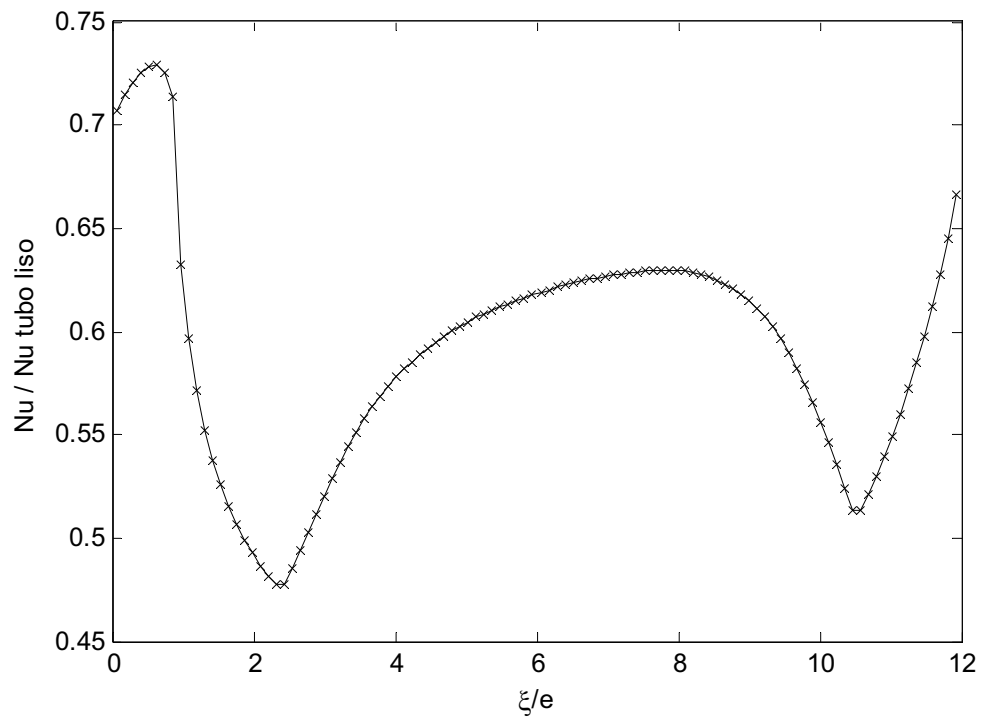


Figura 5.25 – Nusselt local / Nusselt tubo liso vs. Comprimento ($e/D = 0,08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

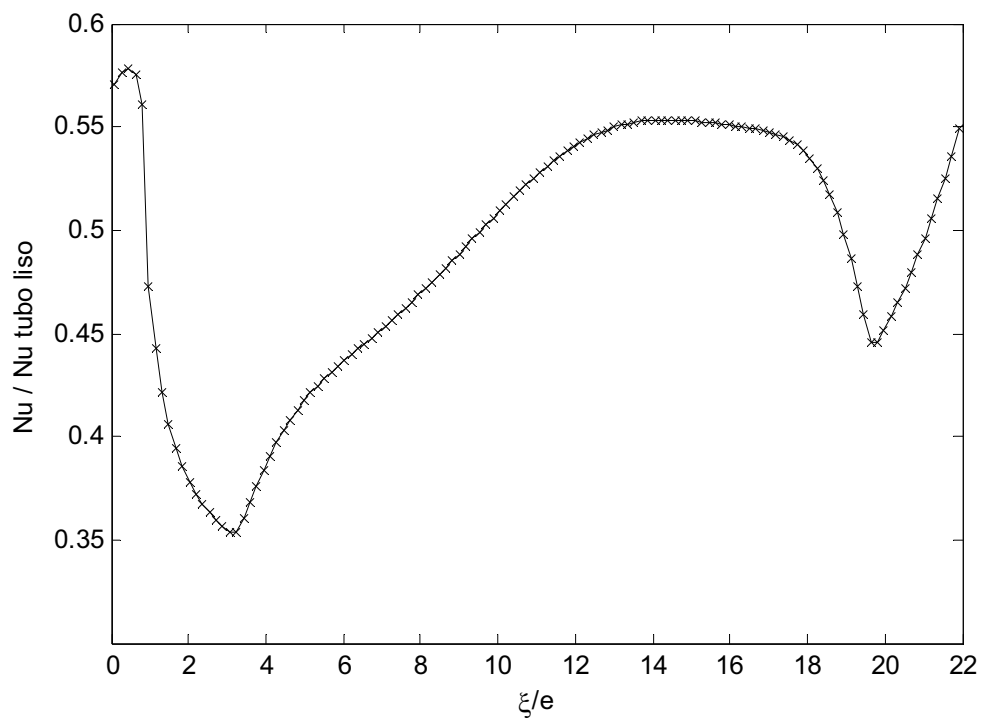


Figura 5.26 – Nusselt local / Nusselt tubo liso vs. Comprimento ($e/D = 0,08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$).

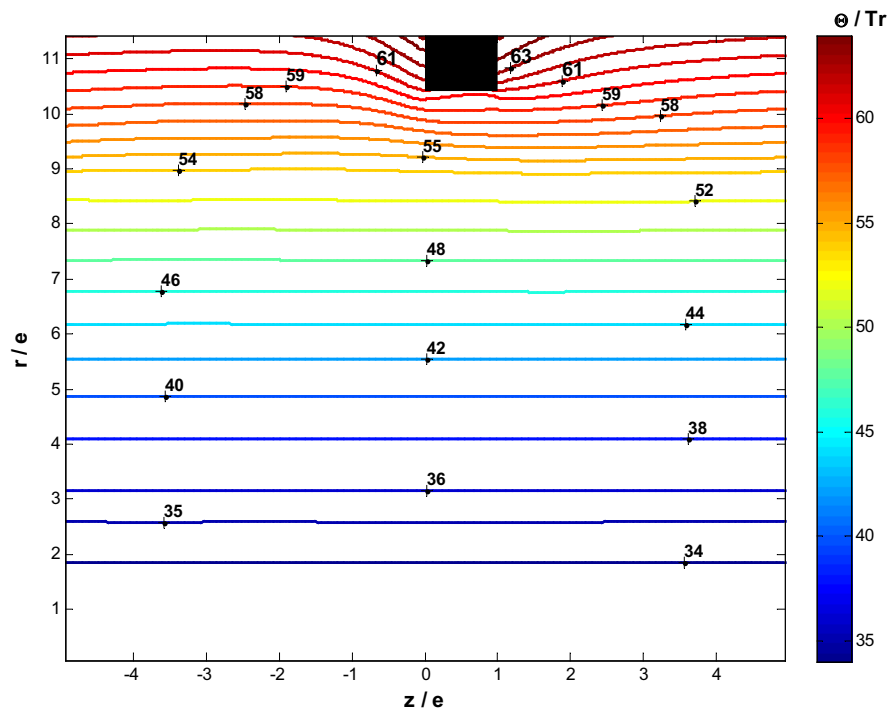


Figura 5.27- Parcela periódica da temperatura. ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$)

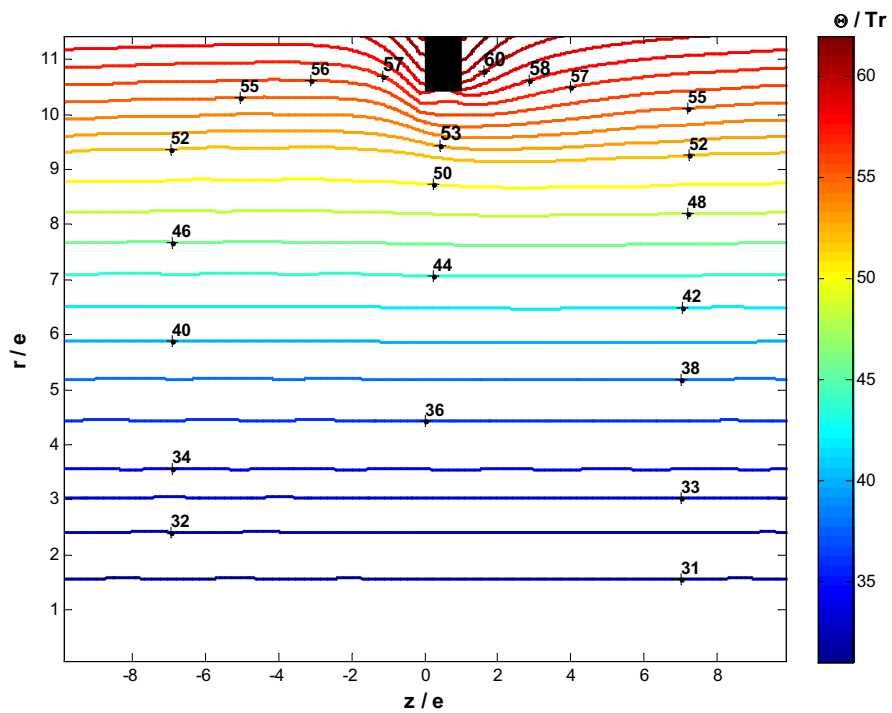


Figura 5.28- Parcela periódica da temperatura. ($e/D = 0,04$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$)

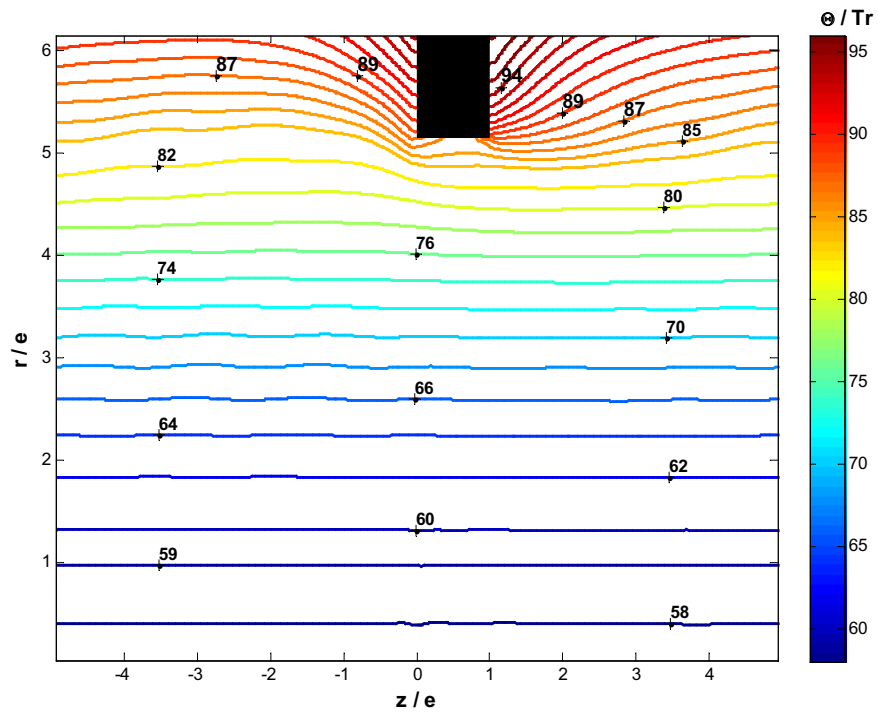


Figura 5.29- Parcela periódica da temperatura. ($e/D = 0,08$, $p/e = 10$, $Re_* = 100$)

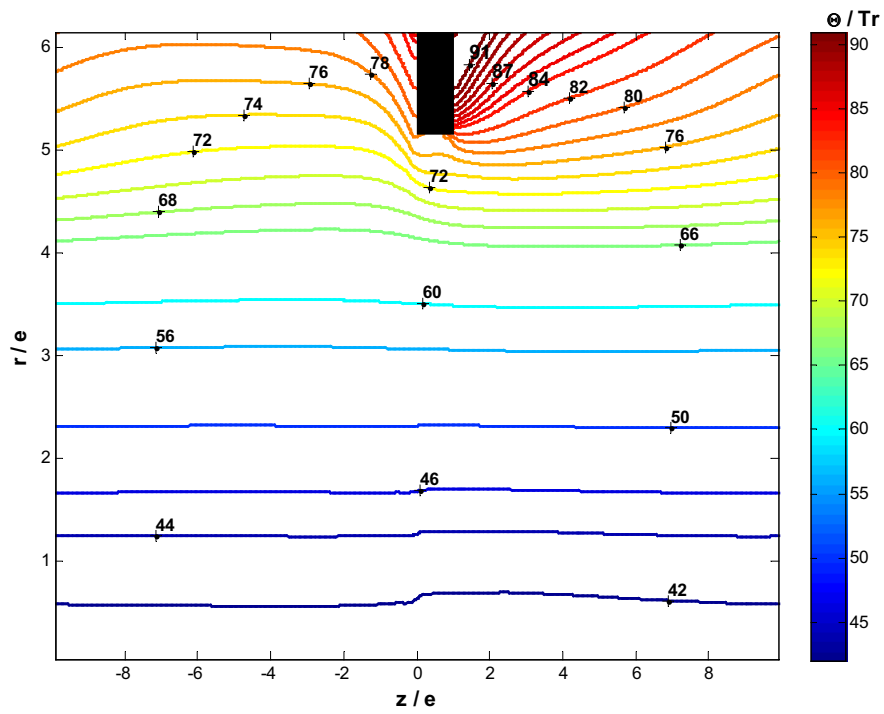


Figura 5.30- Parcela periódica da temperatura. ($e/D = 0,08$, $p/e = 20$, $Re_* = 100$)

5.3.5 Aspectos Computacionais

Em todos os casos com exceção do caso D, empregou-se uma malha de 60x60 volumes nos testes preliminares e 80x80 nas simulações finais. No caso D foi necessário aumentar o número de volumes na direção axial para manter a relação $\Delta z / \Delta r$ perto da unidade. Por isto, na simulação final do caso D utilizou-se uma malha de 80x100 volumes.

As simulações demoraram, em média, 20 unidades de tempo adimensional t^* para atingir o estado estatisticamente estável. O passo de tempo mínimo foi de aproximadamente $1,216 \times 10^{-4}$ segundos adimensionais ou 1×10^{-4} segundos. O algoritmo de solução permite o cálculo do passo de tempo automaticamente. Assim, é calculado o valor médio do tempo empregado numa simulação completa. Com o passo de tempo mínimo, foram necessárias 1,1 horas por cada segundo adimensional, num microcomputador Intel Pentium III™ de 700 MHz e 512 Mb de memória RAM.

O máximo valor do parâmetro CFL, definido no capítulo IV, foi 0,49, com um fator de segurança $\beta_{\Delta t} = 1,0$, no cálculo do passo de tempo automático.

O método de solução implementado mostrou-se apropriado para a solução do sistema de equações de Navier-Stokes nas condições testadas, porém, pouco eficiente devido ao pequeno passo de tempo necessário para manter a estabilidade do esquema explícito de segunda ordem. O desempenho do código poderá ser melhorado utilizando um esquema de discretização implícito ou semi-implícito para os termos difusivos.

5.4 Escoamento em Tubo com Nervuras em Regime Turbulento

As simulações em regime turbulento foram feitas num número de Reynolds baseado na velocidade de corte de $Re_* = 360$, que corresponde a um Reynolds baseado na velocidade média de $Re_b = 5300$, em tubulação lisa (EGGELS *et al*, 1994).

A simulação sem modelo de turbulência e, ainda, com modelo sub-malha e constante de Smagorinsky $C_s = 0,1$ não puderam ser realizadas devido a que o passo de tempo requerido para manter o algoritmo de solução estável é muito pequeno nestas condições, exigindo uma capacidade computacional maior que a disponível. Duas simulações com modelo sub-malha e constantes de Smagorinsky $C_s = 0,2$ e $C_s = 0,3$ foram feitas com os parâmetros geométricos do caso A, para validar o modelo na simulação bidimensional do escoamento interno com presença de obstáculos.

5.4.1 Estrutura do Escoamento

O escoamento em regime turbulento, no caso A, não apresentou ponto de recolamento, como no regime laminar, nas duas simulações. Duas bolhas contra-rotativas cobrem todo o espaço entre nervuras, como pode ser visto nas Fig. 5.31 e 5.32. O perfil de velocidade no interior do escoamento é muito parecido com o perfil parabólico laminar e não apresenta os elevados gradientes de velocidade na proximidade das paredes. A Tabela 5.4 mostra os comprimentos caraterísticos do escoamento

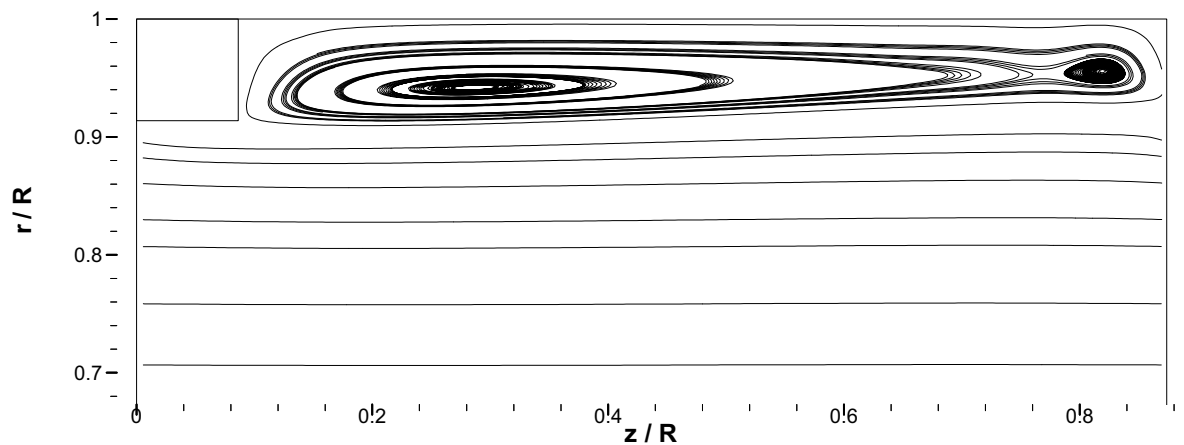


Figura 5.31 - Detalhe das linhas de corrente instantâneas no caso A ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 360$, $Cs = 0,2$).

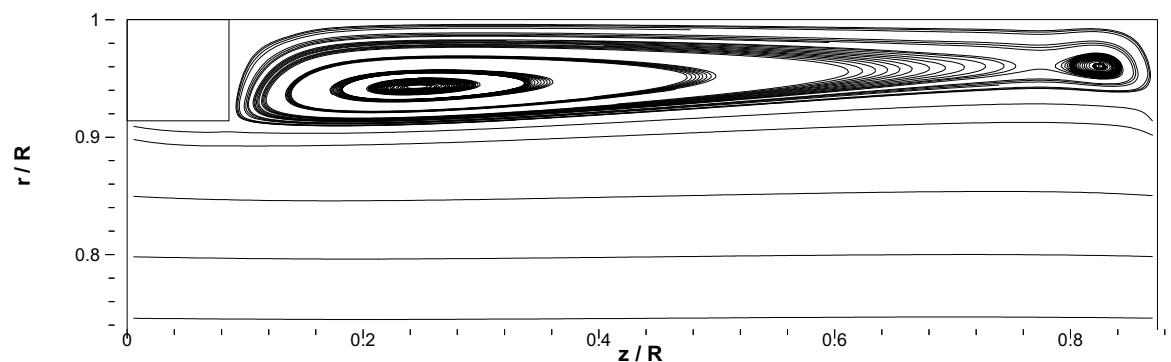


Figura 5.32 - Detalhe das linhas de corrente instantâneas no caso A ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 360$, $Cs = 0,3$).

Tabela 5.4 – Coordenadas dos pontos de recolamento e descolamento.

Cs	Xr	Yr	Xd	Yd
0,2	-	0,8685	-	0,6628
0,3	-	0,8571	-	0,5828

5.4.2 Distribuição da Tensão Cisalhante nas Paredes

As Figuras 5.33 e 5.34 mostram a relação entre a tensão cisalhante média nas paredes, nas duas simulações, e a tensão cisalhante média da equação (3.28). Observa-se que a maior tensão acontece na face das nervuras paralela ao escoamento, devido à aceleração do fluido. A tensão é positiva em toda a região entre nervuras e a montante da nervura acontece um incremento do seu valor, devido à presença da segunda bolha.

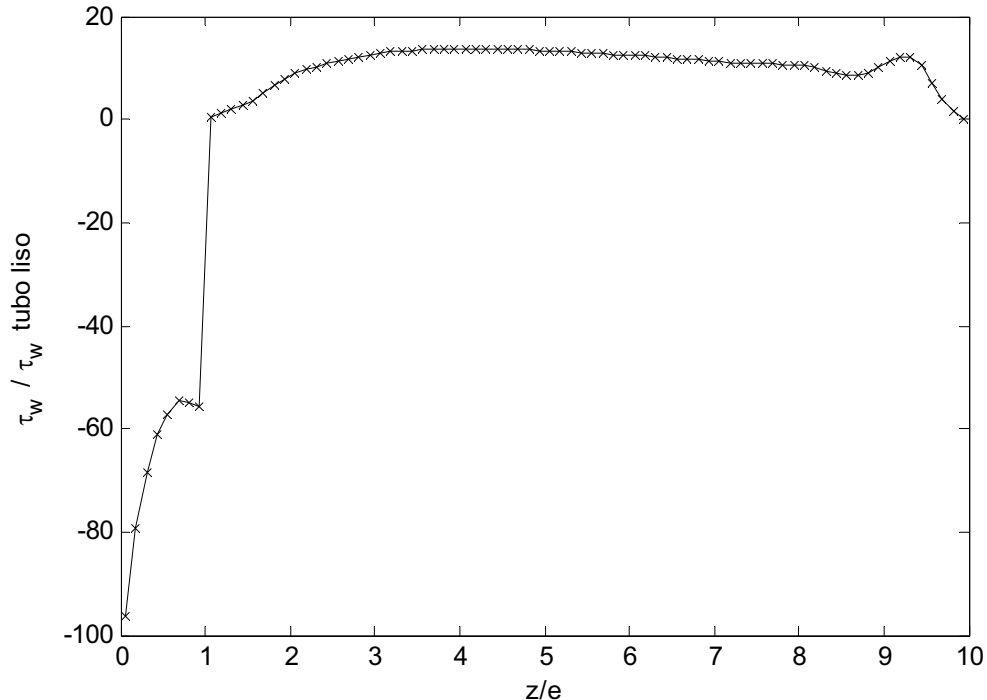


Figura 5.33 – Relação de tensões cisalhantes na parede vs. distância axial relativa ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 360$, $Cs = 0,2$)

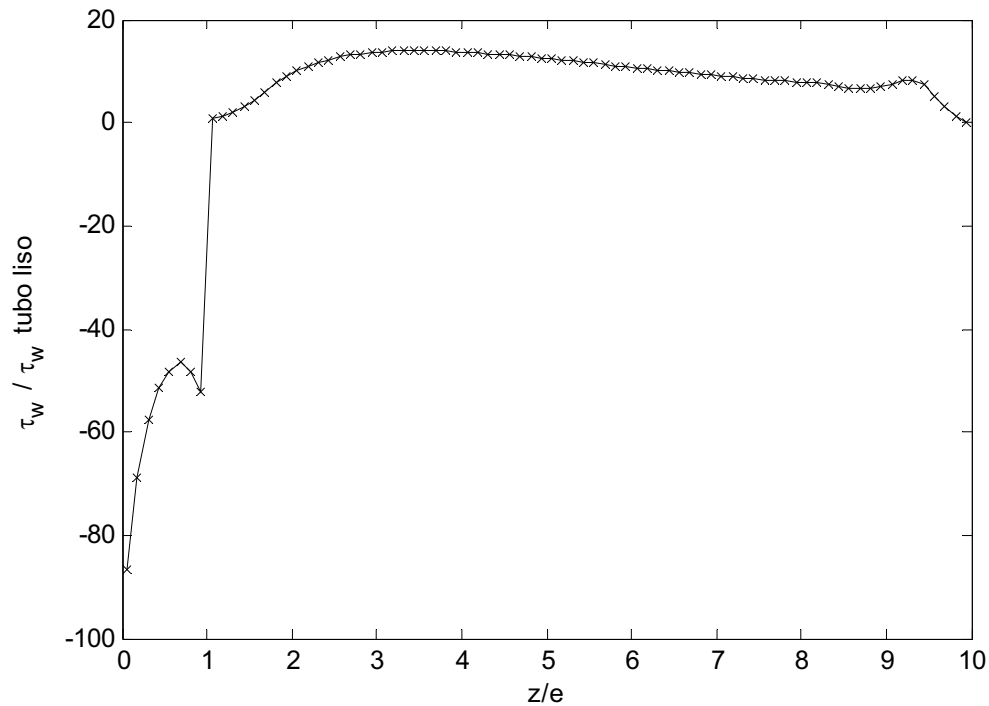


Figura 5.34 – Relação de tensões cisalhantes na parede vs. distância axial relativa ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 360$, $Cs = 0,3$)

5.3.3 Campos de Velocidade e Temperatura Médias

Nos campos médios de velocidade observa-se que o perfil característico de um escoamento turbulento não foi desenvolvido e o número de Reynolds (Re_b), resultante da simulação, excede os valores do número de Reynolds em tubo liso. O resultado anterior não é fisicamente plausível, dado que a presença das nervuras tem um efeito desacelerador da camada limite, que deveria transmitir-se a todo o escoamento. O valor do tensor de tensões sub-malha deveria ter um maior aporte na troca de quantidade de movimento perto das paredes, mesmo na alta resolução empregada. Os efeitos das flutuações da velocidade na direção angular são em boa parte responsáveis pelo desenvolvimento de estruturas de caráter turbulento no escoamento. A simplificação de tais estruturas traz como consequência a inibição do perfil turbulento na simulação numérica realizada. Aparentemente, o modelo sub-malha acrescenta uma pequena parcela à viscosidade molecular, apenas suficiente para estabilizar o método de solução. As Figuras 5.35 e 5.36 mostram os campos de velocidade perto das nervuras nas duas simulações.

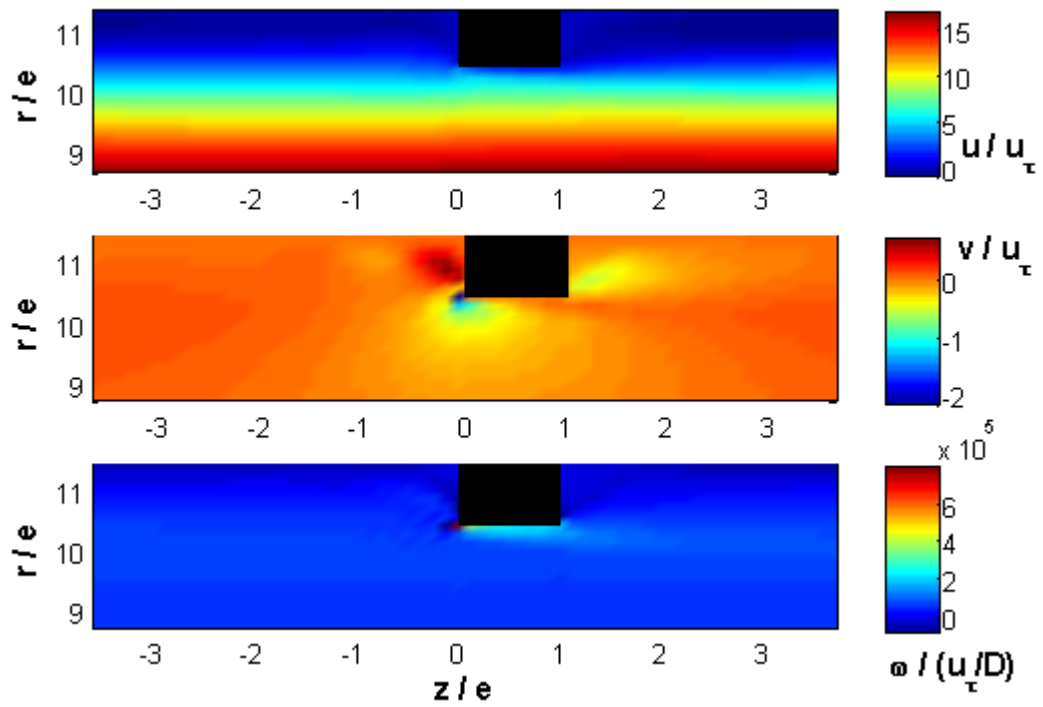


Figura 5.35 – Contornos de velocidade axial média, velocidade radial média e vorticidade média ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 360$, $Cs = 0,2$).

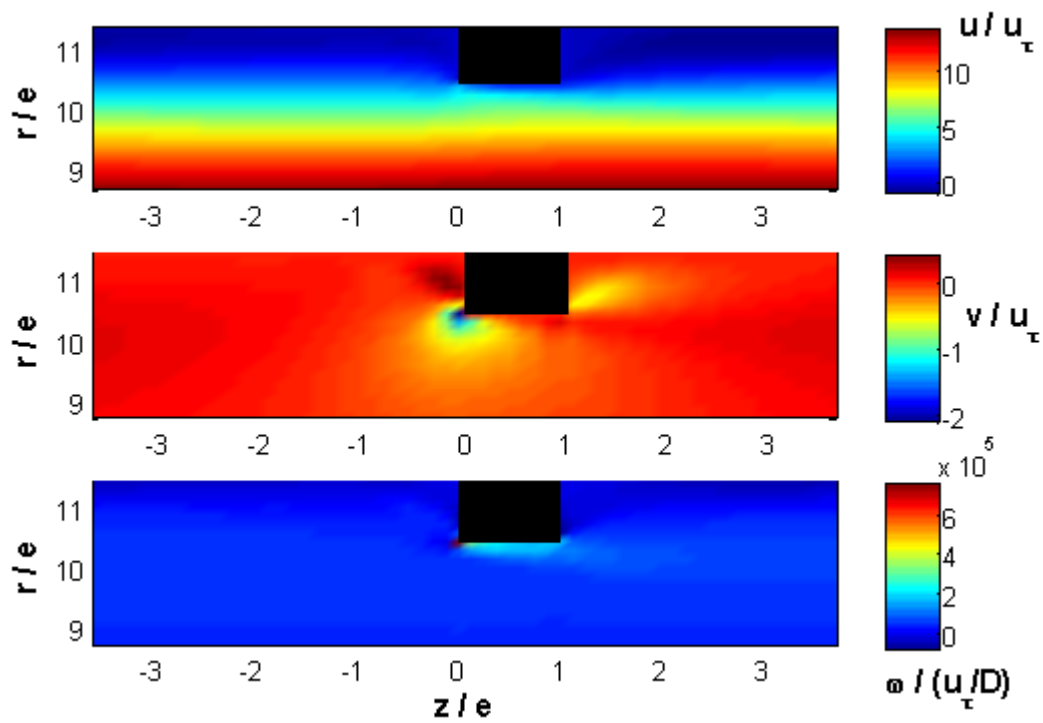


Figura 5.36 – Contornos de velocidade axial média, velocidade radial média e vorticidade média ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 360$, $Cs = 0,3$).

A equação da energia depende do campo de velocidade resolvido. Sendo o campo de velocidade falso, deve esperar-se que o transporte de energia e a distribuição de temperatura não correspondam com a realidade. As Figuras 5.37 e 5.38 mostram os campos de temperatura média e a tabela 5.5 mostra uma comparação das duas simulações com as correlações experimentais de Ravigururajan e Bergles (1996).

Tabela 5.5 – Número de Reynolds, Nusselt médio e fator de atrito.

Cs	Re_b	$\langle Nu \rangle$	$Nu_a^{\S}$	f	$f_a^{\S}$
0,2	7500	4.7519	535	0.0184	0.0516
0,3	5960	5.9671	444	0.0292	0.0536

[§] Correlações de Ravigururajan e Bergles (1996).

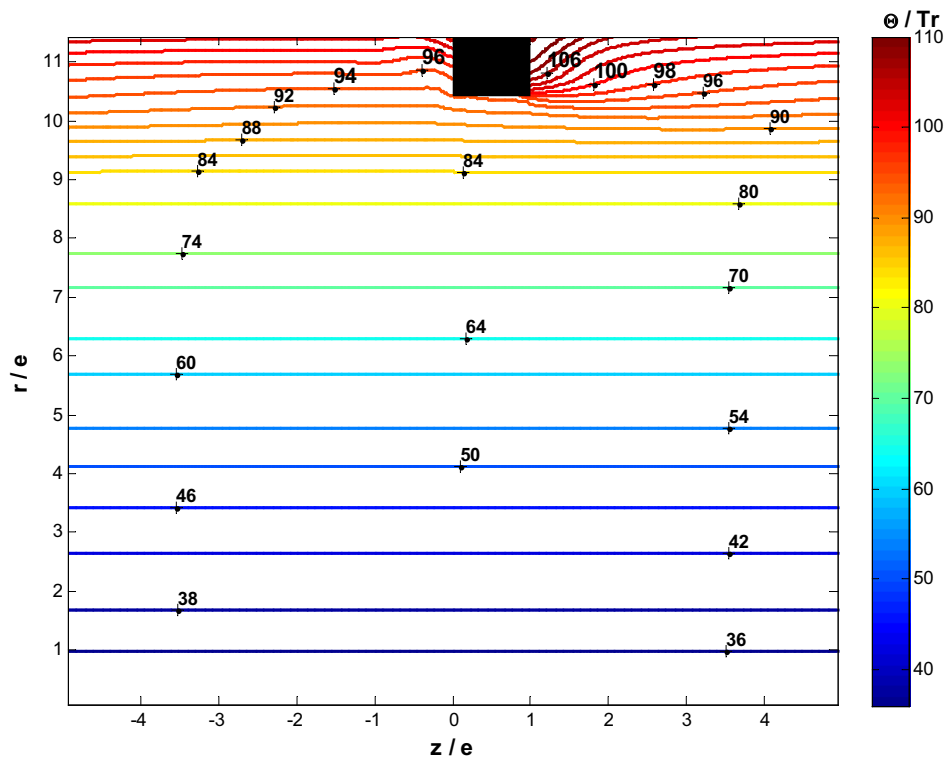


Figura 5.37- Parcela periódica da temperatura. ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 360$, $Cs = 0,2$)

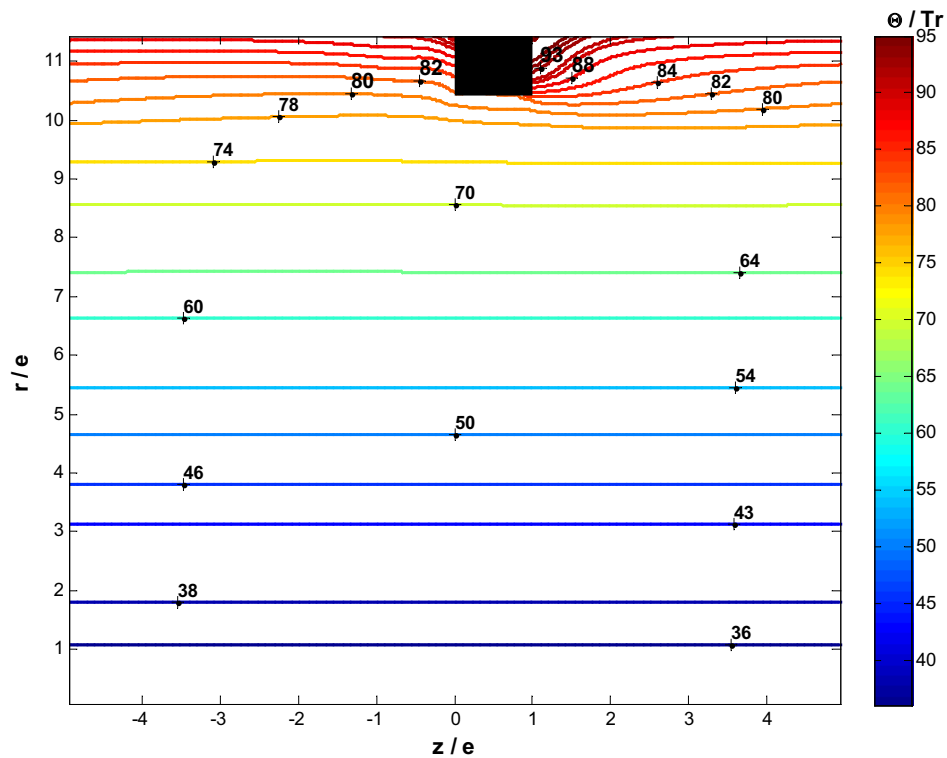


Figura 5.38- Parcela periódica da temperatura. ($e/D = 0,04$, $p/e = 10$, $Re_* = 360$, $C_s = 0,3$)

5.3.5 Aspectos Computacionais

Nas duas simulações com modelo sub-malha empregou-se uma malha de 80x80 volumes. Com esta resolução espacial, o centro do primeiro volume de controle fica localizado a $y^+ = 1,125$, sendo possível o uso de condições naturais para a velocidade.

Com um número de Reynolds elevado, não foram realizadas as simulações sem modelo sub-malha nem com modelo sub-malha e constante de Smagorinsky, $C_s = 0,1$, devido a que o pequeno passo de tempo requerido não as tornava práticas, do ponto de vista do custo computacional.

As simulações com $C_s = 0,2$ e $C_s = 0,3$ demoraram em média 10 unidades de tempo adimensional t^* para atingir o estado estatisticamente estável, quando foi usada a solução a baixo número de Reynolds como condição inicial. O passo de tempo mínimo foi de aproximadamente $7,44e-5$ segundos adimensionais ou $1,7e-5$ segundos. Com o passo de tempo mínimo, foram necessárias 2,1 horas por cada segundo adimensional, num

microcomputador Intel Pentium III™ de 700 MHz e 512 Mb de memória RAM. O máximo valor do parâmetro CFL foi 0,68, com um fator de segurança $\beta_{\Delta t} = 0,75$ no cálculo do passo de tempo automático. O passo de tempo requerido no processo de integração é duas ordens de grandeza menor do que a escala temporal de Kolmogorov de um escoamento no mesmo número de Reynolds, Re_* , em tubo liso (EGGELS *et al*, 1994). Portanto, a resolução temporal empregada é muito superior à requerida e limitada pelas exigências na estabilidade do esquema explícito.

Observou-se que o modelo sub-malha empregado não fornece resultados fisicamente plausíveis, devido a que a terceira dimensão espacial foi eliminada e o modelo sub-malha utilizado foi originalmente formulado para Simulação de Grandes Escalas, nas quais o campo de velocidade transiente é resolvido nas três dimensões.

O papel do modelo nas simulações feitas em tubo liso e rugoso foi o de acrescentar uma parcela à viscosidade molecular, que permite a convergência do cálculo. A solução dos problemas aqui apresentados mostrou ser fortemente dependente do valor da constante C_s , que deve ser estabelecida de forma empírica. Esta característica é uma limitação séria à aplicabilidade geral do modelo.

Capítulo VI

Conclusões e Futuros Desdobramentos

Neste trabalho, foi desenvolvido um código computacional que permite resolver numericamente, mediante a técnica de volumes finitos, discretização espacial de segunda ordem e temporal de terceira ordem, as equações de Navier-Stokes em coordenadas cilíndricas num domínio bidimensional axissimétrico. O código foi testado satisfatoriamente no caso do escoamento laminar em tubo liso e utilizado para a simulação do escoamento em tubos com nervuras periódicas transversais em quatro configurações geométricas.

O modelo submalha de Smagorinsky com função de amortecimento de Van-Driest nas paredes foi implementado dentro do código, para a solução das equações filtradas em regime turbulento. Através da simulação de escoamentos em tubos liso e rugosos a elevado número de Reynolds, foi avaliada a utilidade do modelo submalha de Smagorinsky para a simulação de escoamentos viscosos em domínios bidimensionais.

O presente código computacional mostrou-se, no estágio atual, não apropriado como ferramenta de predição nos casos considerados, por não representar, ainda, adequadamente o campo de velocidade turbulento real. A inibição do campo de velocidade turbulento é devida à supressão das estruturas tridimensionais observadas em escoamentos parietais e à ausência de troca de energia cinética turbulenta na direção angular. Para contornar este problema, sugere-se a extensão do modelo a três dimensões e a adoção de malha não uniforme nas direções radial e axial, que permita alta resolução nas proximidades das paredes.

O método de solução implementado permite resolver com alta resolução as equações de Navier-Stokes. Porém, o passo de tempo exigido pela estabilidade do esquema explícito de terceira ordem tornou o método pouco eficiente na solução de problemas de interesse em engenharia. Por este motivo, se faz necessária, no futuro, a implementação de um esquema semi-implícito para os termos difusivos, que mantenha a ordem de integração, aumentando o passo de tempo e reduzindo o custo computacional. Dentro do esquema já implementado, a combinação com o esquema Crank-Nicolson poderá ser uma boa alternativa.

A implementação de condições de contorno artificiais nas paredes para diminuir a resolução da malha permitiriam maior rendimento.

O código desenvolvido pode servir como base para o desenvolvimento de outros modelos de turbulência submalha, que, com as funcionalidades sugeridas, poderiam permitir a realização de Simulação de Grandes Escalas nos casos aqui relatados.

A adoção de modelos baseados nas equações médias de Reynolds (RANS); como $k-\varepsilon$ ou o modelo das tensões de Reynolds, e RANS não estacionários, poderia trazer maiores vantagens, pelo baixo custo computacional e a maior complexidade das configurações que podem ser tratadas, transformando o código numa ferramenta de propósito geral.

Referências

ARMFIELD, S.; STREET, R. The Fractional-Step Method for the Navier-Stokes Equations on Staggered Grids: The accuracy of Three Variations. *Journal of Computational Physics*. Vol. 153, pp. 660-665, 1999.

ARPACI, V. S.; LARSEN, P. S. *Convection Heat Transfer*. Pentice-Hall Inc., 1984.

BAETKE, F.; WERNER, H.; WENGLE, H. Numerical Simulation of Turbulent Flow Over Surface-Mounted Obstacles with Sharp Edges and Corners. *Journal of wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. No 35, pp. 129-147, 1990.

BERGER, F. P.; WHITEHEAD, A. W. Fluid Flow and Heat Transfer in Tubes with Internal Square Rib Roughening. *J. Br. Nucl. Energy Soc.*, No 2, pp. 153-160, 1977.

BERGER, F. P.; HAU, K. F. Local Mass Heat Transfer Distribution on Surface Roughened with Small Square Ribs. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 22, pp. 1645, 1979.

BOURIS, D.; BERGELES, G. 2D LES of Vortex Shedding from a Square Cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 80, pp. 31-46, 1999.

BRAUN, H.; NEUMANN, H.; MITRA, N. K. Experimental and Numerical Investigation of Turbulent Heat Transfer in a Channel with Periodically Arranged Rib Roughness Elements. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 19, pp. 67-76, 1999.

CIOFALO, M.; COLLINS, M. W. Large Eddy Simulation of Turbulent Flow and Heat Transfer in Plane and Rib-Roughened Channels. *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, Vol. 15, pp. 453-489, 1992.

DEARDORFF, J. W. A Numerical Study of Three-dimensional Turbulent Channel Flow at Large Reynolds Numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 41, pp. 453-480, 1970.

DIPPREY, D. F.; SABERSKY, R. H. Heat and Momentum Transfer in Smooth and Rough Tubes at various Prandtl Numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 6, pp. 329-353, 1963.

EGGELS, J. G. M.; UNGER, F.; WEISS, M. H.; WESTERWEEL, J.; ADRIAN, R. J.; FRIEDRICH, R. E.; NIEUWSTADT F. T. M. Fully developed turbulent pipe flow: a comparison between direct numerical simulation and experiment. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 268, pp. 175-209, 1994.

GEE, D. L.; WEBB, R. L. Forced Convection Heat Transfer in Helically Rib-Roughened Tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 23, pp. 1127-1136, 1980.

HAN, J. C.; GLICKSMAN, L. R.; ROHSENOW, W. M. An Investigation of Heat and Mass Transfer and Friction for Rib-Roughened Surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 21, pp. 1143-1156, 1978.

HENRY, F. S.; COLLINS, M. W. Prediction of Flow Over Helically Ribbed Surfaces. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol 13, pp. 321-340, 1991.

LAMBALLAIS, E. Simulation Numériques de la Turbulence dans um Canal Plan Tournant. 1996. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble.

LEE, C.K.; ABDEL-MONEIM, S.A. Computational Analysis of Heat Transfer in Turbulent Flow Past a Horizontal Surface With Two-Dimensional Ribs. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, Vol. 28, No. 2. pp. 161-170, 2001.

LILLY, D. K. The Representation of Small-Scale Turbulence in Numerical Experiments. In: *Proc. IBM Sci. Comput. Symp. Environ. Sci., IBM Data Process. Div., White Plains*, 1967, NY, pp. 195-210.

LOCKETT, J. F.; COLLINS, M. W. Holographic Interferometry Applied to Rib-Roughness Heat Transfer in Turbulent Flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 2439 - 2449, 1990.

MALISKA, C. R. Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional. *Livros Técnicos e Científicos S.A., Rio de Janeiro*, 1995.

MORALES, R. E. M. Simulação de Grandes Escalas da Convecção Mista Sobre um Cilindro Rotativo Aquecido. 1996. Dissertação de Mestrado - DEEME-Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

MOTTAHED, B.; MOLKI, M. Artificial Roughness Effects on Turbulent Transfer Coefficients in Entrance Region of a Circular Tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, pp. 2515-2523, 1996.

MURATA, A.; MOCHIZUKI, S. Large-Eddy Simulation with a Dynamic Subgrid-Scale Model of Turbulent Heat Transfer in a Orthogonally Rotating Rectangular Duct with Transverse Rib Turbulators. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol 43, pp. 1243-1259, 2000.

NOURMOHAMMADI, K.; HOPKE, P. K.; STUKEL, J. J. Turbulent Air Flow Over Rough Surfaces II. Turbulent Flow Parameters. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 107, pp. 55-60, 1985.

PATANKAR, S. V.; LIU, C. H.; SPARROW E. M. Fully Developed Flow and Heat Transfer in Ducts Having Streamwise-Periodic Variations of Cross-Sectional Area. *Trans ASME, J. Heat Transfer*, 99, pp. 180-180, 1977.

PATANKAR, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation, 1980.

RAVIGURURAJAN, T. S.; BERGLES, A. E. Development and Verification of General Correlations for Pressure Drop and Heat Transfer in Single-Phase Turbulent Flow in Enhanced Tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 13, pp. 55-70, 1996.

SCHLICHTING, H. *Boundary Layer Theory*. 7th. Ed., McGraw Hill, New York, 1979.

SCHNEIDER, G. E., ZEDAN, M., 1981, "A Modified Strongly Implicit Procedure for the Numerical Solution of Field Problems", *Numerical Heat Transfer*, Vol. 4, pp. 1-19.

SETHUMADHAVAN, R.; RAJA RAO, M. Turbulent Flow Friction and Heat Transfer Characteristics of Single and Multistart Spirally Enhanced Tubes. *Journal of Heat Transfer*, Vol 108, pp. 55-61, 1986.

SHIH, T. H.; ZHU J.; LUMELY J.L. Technical Report-TM-106721 NASA, 1994.

SILVEIRA NETO, A. Simulation Numérique des Grandes Échelles d'un Écoulement Turbulent Décollé en Aval d'une Marche. 1991. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble.

SILVEIRA NETO, A.; GRAND, D.; METAIS, O. E.; LESIEUR, M. A numerical investigation of the coherent structures of turbulence behind a backward-facing step. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 256, pp. 1-25, 1993.

SMAGORINSKY, J. General Circulation Experiments with Primitive Equations. Mon. Weather Rev. , Vol. 256, pp. 99-164, 1963.

STUKEL, J. J.; HOPKE, P. K.; NOURMOHAMMADI, K. Turbulent Air Flow Over Rough Surfaces: Mean Flow Parameters. Journal of Fluids Engineering, Vol. 106, pp. 405-409, 1984.

TAKASE, K. Numerical Prediction of Augmented Turbulent Heat Transfer in an Annular Fuel Channel with Repeated Two-Dimensional Square Ribs. Nuclear Engineering and Design, Vol. 165, pp. 225-237, 1996.

WATTS, J.; WILLIAMS, F. A Technique for the Measurement of Local Heat Transfer Coefficients Using Cooper Foil. CEGB Report RD/B/5023/N81, Central Electricity Generating Board, 1981.

WEBB, R. L.; ECKERT E. R. G.; GOLDSTEIN, R. J. Heat Transfer and Friction in Tubes With Repeated-Rib Roughness. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 14, pp. 601-617, 1971.

WEBB, R. L.; NARAYANAMURTHY, R.; THORS, P. Heat and Friction Characteristics of Internal Helical-Rib Roughness. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 122, pp. 134-142, 2000.

WHITE, F. M. Viscous Fluid Flow. 2nd Edition. New York: McGraw-Hill, 1991.

YANG, K.; FERZIGER, J. H. Large-Eddy Simulation of Turbulent Obstacle Flow Using a Dynamic Subgrid-Scale Model. *AIAA Journal*, Vol. 31, No 8, pp. 1406-1413, 1993.