

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ**  
**COORDENAÇÃO DE ENGENHARIA MECÂNICA**  
**ENGENHARIA MECÂNICA**

**BRUNO VINÍCIUS LIKES KREPCKI**

**ESTUDO COMPUTACIONAL DE UM ESCOAMENTO LAMINAR COM  
GIRO: REFERÊNCIA E TESTE DE VALIDAÇÃO**

**TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO 2**

**GUARAPUAVA**

**2016**

**BRUNO VINÍCIUS LIKES KREPCKI**

**ESTUDO COMPUTACIONAL DE UM ESCOAMENTO LAMINAR COM  
GIRO: REFERÊNCIA E TESTE DE VALIDAÇÃO**

Trabalho de Conclusão de Curso 2  
apresentado como requisito à obtenção do  
título de Bacharel, em Engenharia  
Mecânica, da Universidade Tecnológica  
Federal do Paraná.

Orientador: Profa. Dra. Raquel da Cunha  
Ribeiro da Silva

Co-orientador: Prof. Dr. André Damiani  
Rocha

**GUARAPUAVA**

**2016**



Ministério da Educação  
**Universidade Tecnológica Federal do Paraná**  
Campus Guarapuava  
Coordenação de Engenharia Mecânica (COEME)  
Engenharia Mecânica



---

## **TERMO DE APROVAÇÃO**

### **ESTUDO COMPUTACIONAL DE UM ESCOAMENTO LAMINAR COM GIRO: REFERÊNCIA E TESTE DE VALIDAÇÃO**

por

Bruno Vinicius Likes Krepcki

Este Trabalho de Conclusão de Curso (TCC) foi apresentado em 01 de dezembro de 2016 como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel em Engenharia Mecânica. O candidato foi arguido pela Banca Examinadora composta pelos professores abaixo assinados. Após deliberação, a Banca Examinadora considerou o trabalho aprovado.

---

Dra. Raquel da Cunha Ribeiro da Silva  
Prof.(a) Orientador(a)

---

Prof. Paul Delgado  
Membro titular

---

Prof. Msc. Luan Franchini Ferreira  
Membro titular

- O Termo de Aprovação assinado encontra-se na Coordenação do Curso –

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a toda minha família, principalmente a minha mãe e irmão, Jussara e André, como também minha namorada Jéssica.

Aos meus orientadores, Dra. Raquel Da Cunha Ribeiro Da Silva e Dr. André Damiani Rocha.

## **RESUMO**

Escoamentos com giro são de ocorrência comum tanto na natureza quanto nos equipamentos de engenharia e são usualmente utilizados em motores de turbinas a gás, fornos, queimadores e ciclones. Ciclones se utilizam do escoamento com giro para, por exemplo, separar partículas sólidas de uma corrente de ar. Um processo de separação de óleo e água pode ser acelerado com a utilização de um ciclone. Separadores de óleo-água, gás-óleo e gás-óleo-água são necessários em processos industriais e são de fundamental importância na produção de petróleo, principalmente em campos marítimos. Um simples dispositivo de segregação de fase que tem como vantagem a geometria do tubo na qual pode ser instalado diretamente é o hidrociclone axial. O presente trabalho tem como objetivo melhor compreender o comportamento dos campos de escoamento, como também o fator de atrito em um escoamento monofásico com giro em diferentes números de Reynolds entre 800 e 1800. Finalmente validar o estudo através de métodos numéricos utilizando o pacote de mecânica dos fluidos computacional PHOENICS®.

### **Palavra-chave**

Hidrociclone axial, Escoamento com giro, Fator de atrito

## **ABSTRACT**

Swirling flows are common occurrence in Nature and engineering equipment. They are frequently used in gas turbines, kilns, burners and cyclones. For instance, cyclonic devices take advantage of swirling flow for separating solid particles from a gaseous stream. Oil-water separation can be improved by using a cyclone. Oil-water, gas-oil and gas-oil-water separators are a fundamental requirement in many industrial process such as the offshore petroleum production. A simple phase segregation device based on the generation of swirling flow which can be directly installed in a pipeline is the axial hydrocyclone. The present work is aimed at better understanding the flow, as well as the friction factor in a single-phase flow with rotating at different Reynolds numbers between 800 and 1800. And also validate the study by numerical methods using the mechanical package of PHOENICS® computational fluids

### **Keywords**

Swirling flow, Axial hydrocyclone, Friction factor

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Ciclone de entrada tangencial.....	12
Figura 1.2 - Ciclone de entrada axial.....	14
Figura 1.3 - escoamento bifásico (gás-líquido) em um ciclone axial (Rocha. 2014) .	14
Figura 2.1 - Sistema de coordenadas cilíndricas.....	16
Figura 3.1 - Esquematização para o cálculo do RCF .....	28
Figura 3.2 - Esquematização para o cálculo do RCF .....	30
Figura 3.3 - Imagem da malha computacional - a) vista frontal e b) vista lateral.....	31
Figura 4.1 - Decaimento do índice de giro ao longo do tubo - $a=0.75$ e $S=1.0$ .....	36
Figura 4.2 - Comparação do perfil de velocidade axial na posição axial $Z=1.6$ metros .....	37
Figura 4.3 - Comparação do perfil de velocidade tangencial na posição axial $Z=0$ metro e $Z=1.6$ metros .....	37
Figura 4.4 - Distribuição da velocidade axial ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=1200$ e $S=1.5$ .....	38
Figura 4.5 - Distribuição da velocidade axial ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=1200$ e $S=1.0$ .....	39
Figura 4.6 - Distribuição da velocidade axial ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=1200$ e $S=0.5$ .....	39
Figura 4.7 - Distribuição da velocidade tangencial ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=800$ e $S=0.5$ .....	40
Figura 4.8 - Distribuição da velocidade tangencial ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=800$ e $S=1.0$ .....	41
Figura 4.9 - Distribuição da velocidade tangencial ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=800$ e $S=1.5$ .....	41
Figura 4.10 - Comportamento do fator de atrito ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=800$ .....	42
Figura 4.11 - Comportamento do fator de atrito ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=1000$ .....	43
Figura 4.12 - Comportamento do fator de atrito ao decorrer do escoamento - $a=0.75$ , $Re=1400$ .....	43

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Condições de contorno .....	33
Tabela 4.1 - Dados utilizados para o cálculo de <i>umáx</i> .....	35
Tabela 4.2 - Valores referentes à <i>umáx</i> .....	35

## LISTA DE SÍMBOLOS

$Re$	Número de Reynolds
$d$	Diâmetro da tubulação
$u$	Componente da velocidade na direção tangencial
$v$	Componente da velocidade na direção radial
$w$	Componente da velocidade na direção axial
$w_{média}$	Velocidade média na componente axial
$\nu$	Viscosidade cinemática
$R$	Raio da tubulação
$w_{máx}$	Velocidade máxima na componente axial
$u_{máx}$	Velocidade máxima na componente tangencial
$r_{trans}$	Localização de transição de vórtice forçado para vórtice livre
$S$	Índice de giro
$r$	Componente radial
$\theta$	Componente tangencial
$z$	Componente axial
$DGG$	Dispositivo gerador de giro
$\rho$	Densidade
$f$	Fator de atrito de Fanning
$f_d$	Fator de atrito de Fanning para escoamento laminar e desenvolvido
$RCF$	Razão dos coeficientes de atrito
$\mu$	Viscosidade
$\frac{dw}{dr}$	Taxa de deformação

$\tau_w$	Tensão de cisalhamento na parede do tubo
$w_w$	Velocidade próxima a parede da tubulação
$\delta$	Distância do primeiro volume de controle

## SUMÁRIO

<b>1. INTRODUÇÃO</b> .....	12
1.1. MOTIVAÇÃO.....	14
1.2. ESCOPO E OBJETIVOS DO TRABALHO.....	15
<b>2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> .....	16
2.1. INTRODUÇÃO.....	16
2.2. CONTEXTO GERAL DO ESCOAMENTO COM GIRO.....	16
2.3. PARÂMETROS ADIMENSIONAIS.....	18
2.4. CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO COM GIRO .....	20
2.4.1. Estrutura do escoamento com Vórtice.....	21
2.5. ESTUDOS ANALÍTICOS, EXPERIMENTAIS E NUMÉRICOS .....	22
<b>3. MODELAGEM MATEMÁTICA E COMPUTACIONAL</b> .....	25
3.1. MODELAGEM MATEMÁTICA .....	25
3.2. METODO DOS VOLUMES FINITOS .....	29
3.3. MODELAGEM COMPUTACIONAL.....	29
3.3.1. Domínio Computacional .....	30
3.3.2. Malha Computacional – escoamento com Giro.....	31
3.3.3. Condições de Contorno – escoamento com Giro.....	31
<b>4. RESULTADOS E DISCUSSÕES</b> .....	34
4.1. ESCOAMENTO LAMINAR COM GIRO .....	36
<b>5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES</b> .....	44
5.1. SUGESTÕES PARA PRÓXIMOS TRABALHOS .....	44
<b>6. REFERÊNCIAS</b> .....	46

## 1. INTRODUÇÃO

Escoamentos com giro são de ocorrência comum na natureza e nos equipamentos de engenharia. Ao longo do tempo, engenheiros têm investido esforços para reproduzir e controlar o giro do escoamento quando eles são favoráveis e, suprimindo com grande dificuldade quando os mesmos são indesejáveis.

O escoamento com giro oferece, por exemplo, boa mistura de fluidos e longos tempos de residência para que reações completas possam ocorrer. Os escoamentos com giro podem ser adaptados em diversas aplicações na engenharia como, por exemplo, em mecânica de misturas, separação, câmaras de combustão, turbomáquinas e dispositivos de controle de poluição.

Na separação de fases (sólido-líquido-gás), um equipamento muito utilizado é o ciclone de entrada tangencial e um modelo é mostrado na Figura 1.1. Na aplicação mostrada na figura, gás contendo partículas sólidas entram no ciclone tangencialmente (por uma entrada tangencial) e o escoamento, dentro do ciclone, ocorre sob a ação de um campo centrífugo que desloca as partículas de fluido mais densas (partículas sólidas) para parede e as partículas menos densas (gás) para o centro do ciclone.

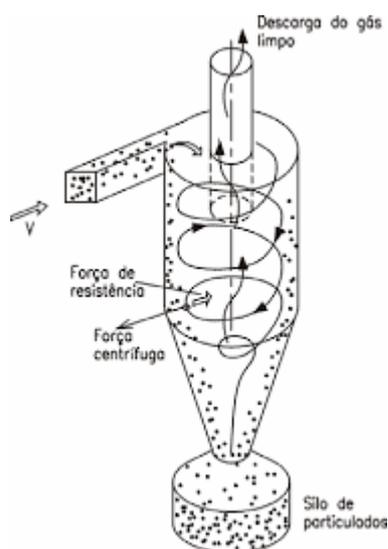


Figura 1.1 - Ciclone de entrada tangencial.

O gás é capturado por um gradiente adverso de pressão no centro, ou seja, quando a pressão estática aumenta na direção do fluxo, e é retirado pela parte superior do ciclone (descarga de gás limpo), enquanto as partículas sólidas saem do ciclone para um silo de partículas. O projeto geométrico do ciclone, a queda de pressão e a variação de vazões possíveis são variáveis importantes na determinação da eficiência dos ciclones.

Separadores ciclônicos são utilizados em várias aplicações da indústria de processos, sempre com o objetivo de separar dois componentes de diferentes densidades com a ajuda da força centrífuga. É comum encontrar na indústria aplicações de separadores sólido-líquido e sólido-gás. Separadores ciclônicos para separar dois líquidos imiscíveis, tal como requerido na produção de petróleo, constituem ocorrência pouco comum.

Ao longo da vida produtiva de um campo de petróleo ocorre, geralmente, a produção simultânea de gás, óleo e água, juntamente com impurezas. Como o interesse econômico principal reside na produção de óleo, há necessidade de se utilizar, em campos marítimos e terrestres, facilidades de processamento. A água produzida pela exploração junto ao poço de petróleo pode ser reaproveitada ou descartada. Por questões ambientais, segundo Legge (2000), a concentração de óleo deve da ordem de 40ppm. Esse nível de concentração de água não pode ser obtido apenas com o tanque separador. Por outro lado, uma vez instalado, o tanque na plataforma não pode ser substituído facilmente. Assim, o dispositivo de separação deve ser compacto e eficiente, principalmente para aplicações em campos marítimos.

Um dispositivo compacto, que tira vantagem da geometria da tubulação, é o ciclone de entrada axial, mostrado na Figura 1.2. Neste modelo, gás contendo partículas sólidas entram no ciclone axialmente e forças centrífugas é imposto através de pás diretrizes. Sob o campo centrífugo, as partículas mais densas são deslocadas para a parede e o gás é deslocado para o centro do ciclone.

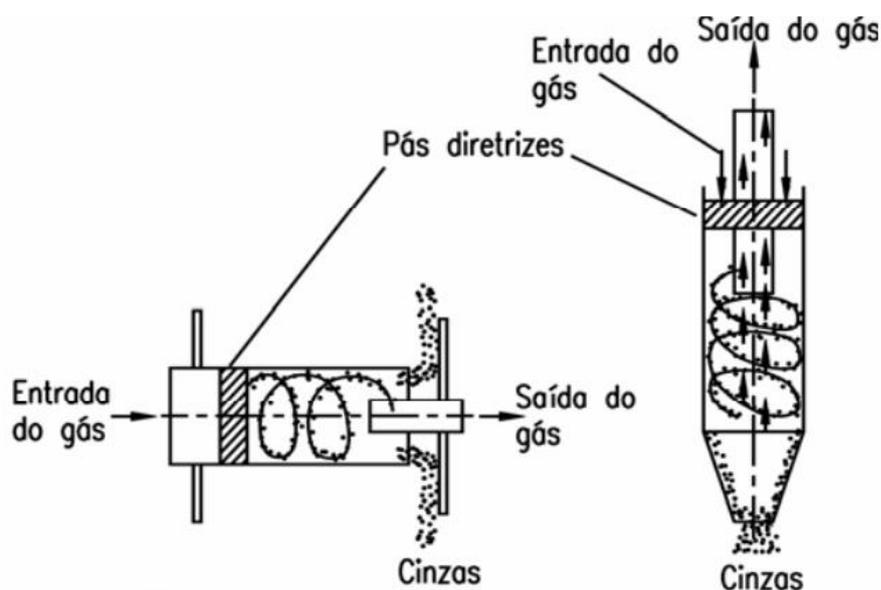


Figura 1.2 - Ciclone de entrada axial.

Diferentemente do ciclone axial apresentado na Figura 1.2, um outro modelo de separador foi proposto por (Rocha, 2014), mostrada na Figura 1.3, visando a separação líquido-gás e líquido-líquido.



Figura 1.3 - Escoamento bifásico (gás-líquido) em um ciclone axial (Rocha. 2014)

## 1.1. MOTIVAÇÃO

A motivação do presente estudo é devido à demanda existente na indústria de petróleo, em melhorias no âmbito de separação das misturas constituídas de óleo-água, como melhorar e estudar tanto o campo de velocidades, como também o comportamento do fator de atrito. Nas indústrias a utilização de desemulsificantes é

feito em larga escala, porém eles possuem alcance limitado e quando conseguem fazer a segregação dos fluidos deixam rastros que contaminam o petróleo diminuindo sua qualidade e dificultando a obtenção de seus derivados.

## 1.2. ESCOPO E OBJETIVOS DO TRABALHO

O escopo do trabalho é melhor compreender e descrever as principais características do escoamento com giro na seção de separação do hidrociclone axial, após o DGG (Dispositivo de Gerador de Giro), sob a condição de escoamento laminar. Obter uma base dados para servir de validação numérica é, também, objetivo do trabalho. A validação deverá ser realizada comparando os resultados com os resultados publicados por Ayinde (2010).

Os objetivos do trabalho são:

- Modelar matematicamente o escoamento laminar com giro na seção de separação;
- Obter os perfis de velocidade, pressão, fator de atrito e número de giro do escoamento para diferentes vazões;
- Validar os resultados numéricos com a literatura.

## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1. INTRODUÇÃO

Na pesquisa em dinâmica dos fluidos, os escoamentos com giro ganharam um interesse crescente nos últimos anos, já que em muitas aplicações técnicas o giro é um fenômeno essencial.

Esse capítulo contém uma revisão do escoamento com giro em tubos, destacando os escoamentos em regime laminar. Serão citados estudos analíticos, experimentais e numéricos.

### 2.2. CONTEXTO GERAL DO ESCOAMENTO COM GIRO

No presente trabalho, o escoamento com giro em tubo de seção circular, de comprimento finito, é estudado. Um sistema de coordenada cilíndrica  $(r, \theta, z)$  com componentes de velocidade radial, azimutal e axial  $(v, u, w)$  é adotado para a discussão. O sistema de coordenadas é mostrado na Figura 2.1. A origem do sistema de coordenada é localizado na entrada do tubo e a direção  $z$  coincide com o eixo do tubo.

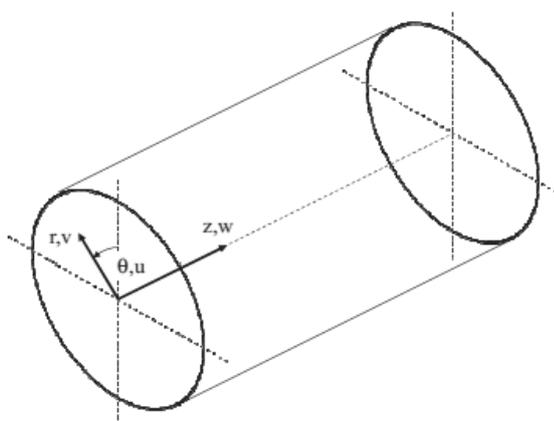


Figura 2.1 - Sistema de coordenadas cilíndricas.

O giro no escoamento é criado somente na entrada do tubo e é dissipado ao longo do escoamento no tubo. A condição na saída pode influenciar o campo de velocidade. Nos estudos experimentais, o giro pode ser criado usando diferentes tipos de geradores, podendo destacar, entre outros, guias em cascata radial, mecanismo de injeção tangencial, inserção de fita distorcida, câmara de giro, guias fixas e tubo rotativo.

Para esses tipos de geradores, a forma dos perfis de velocidade azimutal na seção de teste são similares. A velocidade azimutal é zero próxima ao eixo do tubo. A magnitude da velocidade azimutal aumenta com o raio, atinge um máximo e diminui para zero na parede do tubo.

O gradiente de pressão na direção radial é gerado devido ao campo de velocidade azimutal. A relação, de primeira ordem, entre a velocidade azimutal e o gradiente de pressão na direção radial é obtida a partir da quantidade de movimento na direção radial. Assumindo escoamento incompressível, permanente, sem atrito e negligenciando a velocidade radial, o balanço de forças mostra que o gradiente de pressão radial é exatamente balanceado com a força centrífuga. A pressão próxima à linha de centro do tubo é menor do que a pressão na parede devido ao campo de velocidade azimutal. A magnitude do gradiente de pressão na direção radial é determinada pela magnitude da velocidade azimutal.

Uma maior magnitude da velocidade azimutal é observada na entrada do tubo e diminui na direção axial. Portanto, a magnitude do gradiente de pressão na direção radial é uma função da posição axial. Devido a diminuição da velocidade azimutal em função da posição axial, o gradiente de pressão na direção axial existe para cada posição radial. O campo de pressão é uma função forte das coordenadas radial e axial.

A forma do perfil de velocidade axial é diretamente influenciada pelo gradiente de pressão na direção radial. A região de menor pressão próxima ao eixo do tubo causa uma diminuição da velocidade axial próximo ao eixo tubo.

A velocidade azimutal e a velocidade axial são da mesma ordem de magnitude e a velocidade radial possui magnitude menor. Para um escoamento incompressível, a velocidade média é independente da posição axial. Os gradientes de velocidade

azimutal são significativamente menores do que os gradientes de velocidade nas direções radial e axial.

### 2.3. PARÂMETROS ADIMENSIONAIS

Os números adimensionais comumente encontrados na literatura e utilizados nas pesquisas sobre o assunto são o número de Reynolds baseado na velocidade axial, quantidade de movimento angular adimensional, quantidade de movimento azimutal adimensional e velocidade adimensional.

O número de Reynolds é baseado na velocidade média axial e no diâmetro do tubo, e é definido como:

$$Re = \frac{W_{média}d}{\nu} \quad (2.1)$$

Para um escoamento puramente axial em tubo, a magnitude do número de Reynolds relativo a um número de Reynolds crítico é usado para classificar o escoamento como laminar, transicional ou turbulento. Contudo, para escoamento com giro, o número de Reynolds crítico não está claramente estabelecido.

Vários estudos na literatura mostram que o número de Reynolds crítico é o mesmo do escoamento puramente axial. Talbot (1954), estudou o escoamento com giro para números de Reynolds menores que 2700 e denominou o escoamento laminar. Nissan e Bresan (1961) estabeleceu que o escoamento com giro é turbulento para números de Reynolds entre 5000 e 25000. Baseado nesses estudos, o número de Reynolds crítico para escoamento com giro está compreendido entre 2700 e 5000. Contudo, vários estudos utilizaram da observação como critério de classificação, utilizando corantes nos experimentos assim como no experimento de Reynolds (Munson et al., 2002), e concluíram que o número de Reynolds crítico baseado na velocidade axial é de 10000 (Sarpkaya, 1971 e Faler e Leibovich, 1977).

Parâmetros adimensionais usados para caracterizar o nível do giro podem ser descritos como quantidade de movimento angular adimensional (número de giro), quantidade de movimento azimutal adimensional (intensidade de giro) e velocidade adimensional (número de Rossby).

Para escoamento axisimétrico, o número de giro é definido como razão entre a quantidade de movimento angular e a quantidade de movimento axial.

$$S(z) = \frac{\int_0^R \rho [u(r, z) r] w(r, z) 2\pi r dr}{R \int_0^R \rho w(r, z) w(r, z) 2\pi r dr} \quad (2.2)$$

O número de giro representa a quantidade de movimento angular adimensional na direção axial. Para escoamento axisimétrico, a intensidade de giro é definida como a razão entre a quantidade de movimento azimutal e a quantidade de movimento axial.

$$I(z) = \frac{\int_0^R \rho u(r, z) r w(r, z) 2\pi r dr}{\int_0^R \rho w(r, z) w(r, z) 2\pi r dr} \quad (2.3)$$

A intensidade de giro caracteriza a quantidade de movimento azimutal na direção axial. Para uma determinada posição axial, o cálculo do número de giro ou a intensidade de giro requer a distribuição de velocidade axial e azimutal. Outras definições podem ser encontradas na literatura. Kitoh (1991) e Parchen e Steenbergen (1998) definiram o número de giro como

$$S(z) = \frac{\int_0^R u(r, z) r w(r, z) r dr}{R^3 W_{média}^2} \quad (2.4)$$

O número de Rossby caracteriza a magnitude relativa da velocidade no escoamento e é definida como

$$Ro(z) = \frac{V^*}{r^* \Omega} \quad (2.5)$$

onde  $V^*$ ,  $r^*$  e  $\Omega$  representam a velocidade característica, comprimento característico e velocidade angular característica. Em escoamento com giro, o número de Rossby representa a magnitude relativa dos termos não-linear inercial nas equações de Navier-Stokes.

#### 2.4. CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO COM GIRO

Batchelor (1964) modelou o efeito do movimento rotacional do escoamento sobre um aerofólio. Em seu estudo, foi utilizada uma aproximação de camada-limite (onde os gradientes de axiais são muito menores do que os gradientes radiais e a velocidade radial é muito menor do que a velocidade axial) e o escoamento foi assumido permanente, incompressível e axisimétrico. Sob essas condições, a equação de quantidade de movimento foi reduzida a um balanço entre o gradiente de pressão radial e a aceleração centrípeta

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{u^2}{r} \quad (2.6)$$

Batchelor (1964) também relacionou o gradiente de pressão radial com a velocidade axial no núcleo do vórtice aplicando a equação de Bernoulli ao longo de uma linha de corrente. Dois pontos da linha de corrente de interesse incluem um ponto onde a velocidade axial e a pressão são uniformes e um ponto no núcleo do vórtice. A velocidade axial em qualquer ponto dentro do núcleo é dada por

$$w(r, z) = \sqrt{W_\infty^2 + \int_0^\infty \frac{u^2(r, z)}{r} dr - 2\Delta H} \quad (2.7)$$

Em essência, a Equação (2.7) mostra que a velocidade azimutal produz um gradiente de pressão radial que influencia a velocidade axial no núcleo do vórtice (*trailing vortex*).

Hall (1972) e Escudier (1988) mostraram que o gradiente de pressão axial em escoamento com giro surge devido ao gradiente de pressão axial imposto externamente e também devido ao gradiente de pressão radial gerado pelo movimento rotacional do escoamento, ou

$$\left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial P}{\partial z} \right|_{r=\infty} - \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho \frac{u^2}{r} \right) dr \quad (2.8)$$

Em cada posição axial do tubo, o gradiente de pressão externo imposto e a velocidade azimutal determinam a pressão na linha de centro do tubo. Sob condição de escoamento com alto número de giro, o gradiente de pressão radial pode ser suficiente para produzir um gradiente de pressão axial ao longo do eixo do tubo de tal modo que a pressão próxima à entrada do tubo é menor do que a pressão na saída. Esse gradiente de pressão axial pode ser suficientemente elevado para causar um aumento ou diminuição da velocidade axial.

Claramente, o movimento rotacional do escoamento e a velocidade azimutal, influenciam os campos de velocidade axial de pressão.

#### 2.4.1. Estrutura do Escoamento com Vórtice

A estrutura do escoamento com vórtices surge em escoamentos com baixo número de giro de tal modo que a magnitude do gradiente adverso de pressão na direção axial é pequena. A velocidade axial próxima ao eixo é levemente reduzida. Portanto, linhas de corrente seguem na direção axial positiva desde a entrada até a saída do tubo. O campo de velocidade de um modelo de escoamento com vórtices produz tais linhas de corrente. Modelos de escoamentos com vórtices são usados para quantificar o campo de velocidade. Um modelo de escoamento com vórtice é um

escoamento com vórtice, simplificado, que permite uma solução explícita da equação de Navier-Stokes. O modelo revisado aqui é: vórtice de Rankine. O propósito de rever o modelo de escoamento com vórtice são dois. Primeiro, modelos de escoamento com vórtice são necessários para discussão da estrutura espacial do escoamento e, segundo, esses modelos teóricos representam escoamentos reais.

O vórtice de Rankine é um filamento retilíneo uniforme. O escoamento é considerado permanente, sem atrito, axisimétrico e incompressível. Um vórtice de Rankine possui somente a componente azimutal de velocidade, definida como

$$u(r) = \frac{1}{2} \omega_0 r \rightarrow r < r_{max} \quad (2.9)$$

$$u(r) = \frac{1}{2} \omega_0 \frac{a^2}{r} \rightarrow r > r_{max} \quad (2.10)$$

onde  $\omega_0$  é a componente axial da vorticidade e  $r_{max}$  é a posição radial da vorticidade axial.

Uma forma geral do perfil de velocidades pode ser escrita como

$$u(r) = \frac{C_1}{r} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{C_2}\right) \right] \quad (2.11)$$

onde  $C_1$  e  $C_2$  são constantes.

## 2.5. ESTUDOS ANALÍTICOS, EXPERIMENTAIS E NUMÉRICOS

As soluções desenvolvidas encontradas na literatura são bem-sucedidas na predição do campo de velocidade azimutal para escoamento laminar, sem escoamento reverso, segundo Escudier e Keller (1985), identificaram a região de fluxo reverso em experimentos com água (isto é, regime turbulento) e a classificaram como uma região de quebra do vórtice principal. Os autores mostraram que a quebra do vórtice ocorre para valores de número giro acima de um valor crítico e que, a partir

desse valor, ocorre escoamento reverso no centro do tubo. Para escoamento turbulento com escoamento reverso, correlações empíricas são usadas em conjunto com formulação analítica para obter, com sucesso, a predição do campo de velocidade azimutal. Assumindo escoamento em regime permanente, incompressível e axisimétrico e, negligenciando a componente radial da velocidade, a equação da quantidade de movimento na direção azimutal na forma adimensional dada por (Talbot, 1954 e Kreith e Sonju, 1965)

$$w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} \right) \quad (2.12)$$

Talbot (1954) desenvolveu uma solução analítica para o escoamento laminar em tubo de diâmetro constante. A análise é válida para escoamentos com números de Reynolds menores de 2700. Para condições sem escoamento reverso, gradientes de velocidade axial na direção axial são pequenos e o perfil de velocidade pode se aproximado como um escoamento de Poiseuille. Com o perfil de velocidade axial assumido, a equação (2.12) é linear. O autor sugeriu uma solução aproximada para cálculos de engenharia, dada por

$$u(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n J_1 \left( r \sqrt{Re \beta_n} \right) e^{(-\beta_n z)} \quad (2.13)$$

onde  $\overline{\beta_n}$  representa os autovalores corrigidos e  $\beta_n$  são os autovalores na condição de ortogonalidade. A condição de velocidade em  $z = 0$  é empregada para determinar as constantes  $b_n$ . Os resultados da análise são comparados com resultados experimentais e o autor concluiu que o decaimento da componente azimutal da velocidade concorda muito bem com os resultados obtidos experimentalmente.

Lavan *et al.* (1969) também realizou um estudo numérico e experimental do escoamento com giro com objetivo de determinar sob quais condições a quebra de vórtices acontece. Levando em consideração os efeitos de número de giro elevado, os autores estudaram o problema para um escoamento se comportando como um

escoamento de corpo rígido, com números de Reynolds se aproximando de zero. A solução numérica do decaimento do giro foi realizada utilizando o método de diferenças finitas para dois casos: tubo estacionário e tubo em rotação.

Kiya *et al.* (1971) estudou o desenvolvimento do escoamento com giro em uma tubulação. As equações governantes foram resolvidas numericamente utilizando método de diferenças finitas e a condição de contorno de escoamento de corpo rígido foi utilizada na entrada do domínio computacional. O autor concluiu que o comprimento de desenvolvimento (ou comprimento de entrada) é significativamente aumentado pela presença do giro na entrada.

Singh *et al.* (1980) também estudou o desenvolvimento do escoamento com giro em uma tubulação, porém abordou a solução na camada-limite e o problema foi resolvido utilizando transformação por similaridade para a velocidade de giro próximo à parede do tubo.

Soluções numérica e analítica derivadas a partir das equações de Navier-Stokes, para um escoamento laminar incompressível, foram desenvolvida por Jawarneh *et al.* (2008). Os autores consideraram o escoamento em uma geometria anular e a comparação entre as soluções mostrou boa concordância.

Ayinde (2010) realizou um estudo numérico, tridimensional, do escoamento laminar com giro em um tubo e propôs uma expressão para a taxa de decaimento do número de giro, levando em consideração variações no número de Reynolds, comprimento do tubo, intensidade do giro e no perfil de velocidades na entrada.

Yao e Fang (2012) resolveram analiticamente o escoamento laminar com giro considerando perfis de velocidades conhecidos na entrada. A solução foi expressa por função de Bessel e função de Laguerre generalizada. Os efeitos do número de Reynolds e do perfil de velocidade tangencial na entrada foram analisados.

Rocha *et al.* (2015) investigaram, numérica e experimentalmente, as características do escoamento laminar com giro induzido por gerador de giro do tipo paletas fixas. Os experimentos foram realizados utilizando uma solução de água-glicerina como fluido de trabalho e o estudo numérico foi realizado utilizando Phoenix®. Os resultados foram comparados e os autores indicaram que a solução numérica prediz os resultados experimentais com boa concordância.

### 3. MODELAGEM MATEMÁTICA E COMPUTACIONAL

Desenvolve-se neste capítulo a modelagem matemática e computacional do escoamento laminar com giro em um tubo de seção transversal circular de diâmetro constante.

A formulação matemática é apresentada na seção 3.1. A seção 3.2 trata da introdução ao método dos volumes finitos e a seção 3.3 é constituída pela modelagem numérica utilizando o pacote de mecânica dos fluidos computacional Phoenix®.

#### 3.1. MODELAGEM MATEMÁTICA

O escoamento laminar com giro é governado pelas equações de conservação da massa e da quantidade de movimento, como se pode ver nas equações de (3.1) a (3.3), respectivamente.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(u)}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{u^2}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \rho g_r - \frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{v}{r^2} \right\} \quad (3.2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{vu}{r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \rho g_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial ru}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} \right\} \quad (3.3)$$

Considerando um escoamento axisimétrico, incompressível, isotérmico e em regime permanente, essas equações, expressas no sistema de coordenadas cilíndricas, podem ser escritas como,

### *Equação da Massa*

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

### *Equação de Quantidade de Movimento – Direção Radial*

$$v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{u^2}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{v}{r^2} \right\} \quad (3.5)$$

### *Equação de Quantidade de Movimento – Direção Tangencial*

$$v \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{vu}{r} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\mu}{\rho} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} \right\} \quad (3.6)$$

Segundo Rocha (2013), uma das características do escoamento com giro é sua topologia com linhas de corrente helicoidais. O passo do helicóide é uma variável importante e influencia a dinâmica do escoamento quando o giro se faz presente.

Uma medida adequada de um escoamento com giro é o índice de giro,  $S$ , que pode ser definido através da simplificação elaborada por Kitoh (1991).

$$S(z) = 2 \frac{\int_0^R u(r,z)w(r,z)r^2 dr}{R^3 w_{m\acute{e}dia}} \quad (3.7)$$

Para obter a velocidade média ( $w_{m\acute{e}dia}$ ), necessária para o cálculo da equação (3.7), essencialmente deve-se ser calculada utilizando a definição de número de Reynolds (FOX, 2014).

$$Re = \frac{w_{média} \cdot d}{\nu} \rightarrow w_{média} = \frac{Re \cdot \nu}{d} \quad (3.8)$$

onde  $Re$  é o número de Reynolds,  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $d$  é o diâmetro da tubulação.

A modelagem matemática para obtenção do RCF, razão dos coeficientes de atrito, o qual é também objetivo do trabalho, portanto utiliza-se a equação (3.9).

$$RCF = \frac{f}{f_d} \quad (3.9)$$

onde a mesma se dá pela razão entre o fator de atrito de Fanning, equação (3.10), e o fator de atrito de Fanning para escoamento laminar e desenvolvido, equação (3.11).

$$f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho V^2} \quad (3.10)$$

$$f_d = \frac{16}{Re} \quad (3.11)$$

onde  $\tau_w$  é tensão de cisalhamento para um fluido newtoniano na parede do tubo.

Portanto, inserindo as equações (3.10) e (3.11) na equação (3.9), obtêm-se a seguinte fórmula,

$$RCF = \frac{\frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho V^2}}{\frac{16}{Re}} \rightarrow RCF = \left(\frac{Re}{16}\right) \frac{2\tau_w}{\rho V^2} \quad (3.12)$$

Através da literatura, sabemos que a tensão de cisalhamento é definida como,

$$\tau_w = \mu \frac{dw}{dr} \quad (3.13)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade e  $\frac{dw}{dr}$  a taxa de deformação.

Portanto, manipulando as equações (3.12) e (3.13) chega-se a equação (3.14) para o cálculo do RCF,

$$RCF = \left(\frac{Re}{16}\right) \frac{2\mu}{\rho V^2} \frac{dw}{dr} \rightarrow RCF = \left(\frac{Re}{16}\right) \frac{2\nu}{V^2} \left(\frac{w_w - 0}{\Delta r}\right) = \left(\frac{Re}{16}\right) \frac{2\nu}{V^2} \left(\frac{w_w}{\delta}\right) \quad (3.14)$$

Na equação (3.14) pode-se aproximar a derivada  $\frac{dw}{dr}$  pelo termo  $\left(\frac{w_w - 0}{\delta}\right)$ , onde  $w_w$  é a velocidade próxima a parede subtraindo a velocidade na parede, ou seja, zero, sobre a distância do primeiro volume de controle,  $\delta$ .

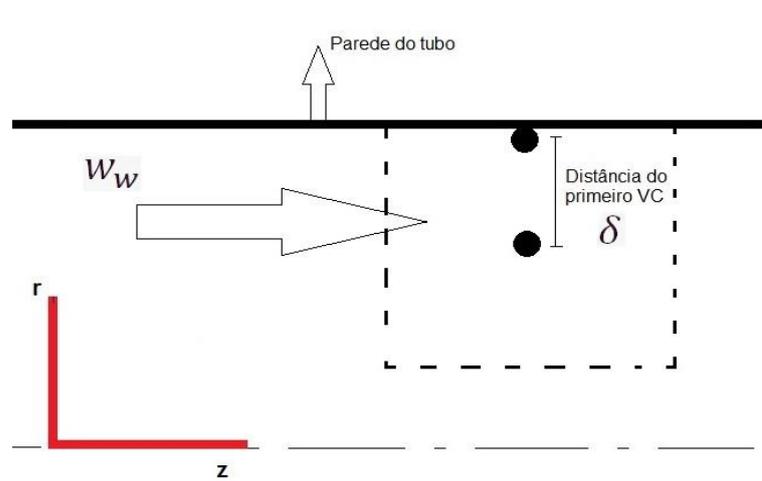


Figura 3.1 - Esquematização para o cálculo do RCF

### 3.2. METODO DOS VOLUMES FINITOS

O método dos volumes finitos é constituído por uma quantidade determinada de volumes, de tal forma que a vizinhança para cada ponto de malha é composta de volumes de controle. Para obter a discretização das equações governantes em cada ponto na malha, sucede que as mesmas são integradas sobre cada volume de controle. Assim, a formulação por meio de Patankar, (1980), tem se demonstrado uma técnica de fácil compreensão e interpretação física.

O principal atrativo do método de volumes finitos é o fato de a solução resultante satisfazer à conservação integral de massa, quantidade de movimento e energia nos volumes de controle em todo o domínio, mesmo com limitado número de volumes de controle.

Para se obter maior precisão e estabilidade na solução numérica, são utilizados esquemas de interpolação, os quais se encontram em abundância na literatura (*Upwind, Híbrido, Power Law, Quick, etc*).

### 3.3. MODELAGEM COMPUTACIONAL

Devido às não linearidades e ao forte acoplamento existente entre as equações diferenciais parciais (3.4 a 3.6), na maioria dos casos, torna-se necessária a utilização de métodos numéricos para a obtenção da solução das mesmas. Na aplicação da modelagem numérica, as equações diferenciais são discretizadas, gerando, assim, um conjunto de equações algébricas (Rocha, 2013). Estas, ainda mantêm a não linearidade e o acoplamento entre as equações diferenciais por meio dos coeficientes, que dependem da solução do problema.

O maior percalço ao realizar uma simulação numérica de escoamento com fluidos incompressíveis é de resolver o acoplamento dos campos de velocidade e pressão, ou seja, necessitando de mais tempo computacional, por exemplo. Patankar e Spalding (1972) desenvolveram o algoritmo SIMPLES, o qual tem a finalidade de resolver o percalço descrito à cima. Mas há também outros algoritmos com a mesma finalidade, SIMPLER, SIMPLEC e SIMPLEST.

O pacote computacional PHOENICS® 2010 é utilizado no presente trabalho para resolver as equações governantes que regem o escoamento. O código computacional desenvolvido por Spalding é baseado na discretização de malhas deslocadas, através de volumes finitos. Para o problema de acoplamento dos campos de pressão e velocidade será utilizado o algoritmo SIMPLEST, uma variação do SIMPLES.

No software PHOENICS®, o sistema de coordenadas, geometria, tipo e tamanho da malha, como também as propriedades do fluido, regime de escoamento, condições de contorno, critérios de convergência e relaxação, entre outros parâmetros, são inseridas em um arquivo denominado **q1**, os quais são considerados dados de entrada do problema.

### 3.3.1. Domínio Computacional

O domínio estudado computacionalmente é o mesmo utilizado por Ayinde (2010).

Na Figura 3.2, mostra-se o domínio computacional que será utilizado para as simulações envolvendo o escoamento laminar com giro, com comprimento  $L$  igual a 6,4m, diâmetro da tubulação  $d$  igual a 80mm.



Figura 3.2 - Esquemática para o cálculo do RCF

A presente configuração do domínio computacional foi elaborada para que se fosse possível posteriormente a simulação, comparar os resultados retirados no pós-processamento do Phoenix® com a literatura.

### 3.3.2. Malha Computacional – escoamento com Giro

A malha computacional que será utilizada para realização da simulação do escoamento com giro é estruturada na forma que é vista na Figura 3.3, na direção axial ( $z$ ) terá 2400 volumes e na direção radial ( $r$ ) será 40 volumes, então se pode dizer que constituirá uma malha de  $40 \times 2400$ .

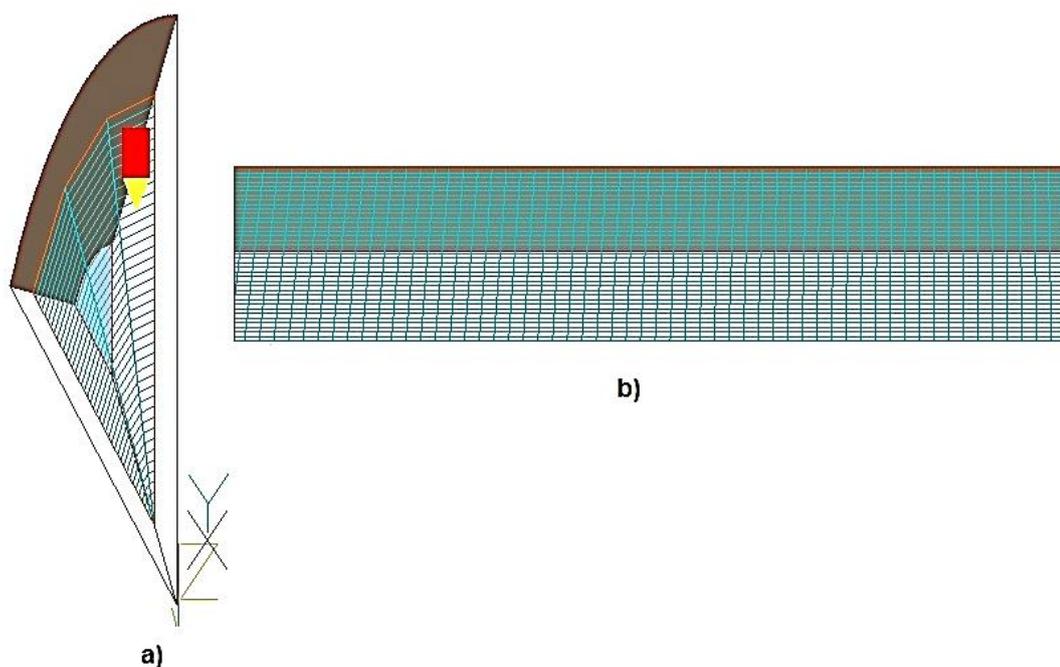


Figura 3.3 - Imagem da malha computacional - a) vista frontal e b) vista lateral

### 3.3.3. Condições de Contorno – escoamento com Giro

A entrada do domínio computacional, onde é considerada uma componente de velocidade giro, ou seja, uma velocidade tangencial sobreposta pelo escoamento

de Poiseuille, o qual fornece a queda de pressão em um fluido escoando através de um tubo cilíndrico de seção circular constante com características de um escoamento laminar viscoso e incompressível.

A velocidade de giro é formada na entrada por uma combinação de vórtice forçado no centro do tubo e vórtice livre na região anular. As condições de contorno na entrada do domínio ( $z=0$ ) são,

$$w(r, \theta, 0) = w_{m\acute{a}x} \left( 1 - \left( \frac{r^2}{R^2} \right) \right) \quad (3.15)$$

$$v(r, \theta, 0) = 0 \quad (3.16)$$

$$u(r, \theta, 0) = \begin{cases} u_{m\acute{a}x} \frac{r}{r_{trans}}, & r < r_{trans} \\ u_{m\acute{a}x} \frac{r_{trans}}{r} \left[ \frac{R-r}{R-r_{trans}} \right], & r \geq r_{trans} \end{cases} \quad (3.17)$$

Sendo  $r_{trans}$  a localização radial na qual ocorre a transição de vórtice forçado para vórtice livre. O termo enquadrado na equação (3.17)  $\left[ \frac{R-r}{R-r_{trans}} \right]$  está incluído para assegurar que a velocidade seja igual à zero na parede do tubo.

A condição de não deslizamento ( $u = v = w = 0$ ) foi imposta na parede do tubo, como também à condição de escoamento completamente desenvolvido no domínio computacional. Na direção  $x$  pode-se ver três volumes devido as condições de contorno serem cíclicas, ou seja, definem que o fluxo de todas as variáveis de entrada serão as mesmas da saída, como pode-se ver na Figura 3.3-a)

A Tabela 3.1 apresenta um resumo das condições de contorno utilizadas na simulação do escoamento com giro

Tabela 3.1 - Condições de contorno

Entrada	Saída	Simetria Radial ( $r = 0$ )	Simetria Tangencial	Paredes
Equação (3.17)	$\frac{\partial u}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial u}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial u}{\partial \theta} = 0$	$u = 0$
Equação (3.16)	$\frac{\partial v}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial v}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial v}{\partial \theta} = 0$	$v = 0$
Equação (3.15)	$\frac{\partial w}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial \theta} = 0$	$w = 0$

#### 4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo discorrem a apresentação e as discussões em relação aos resultados obtidos nas simulações computacionais realizadas sobre um escoamento laminar com giro em um tubo de seção transversal circular de diâmetro constante utilizando o software computacional Phoenics®.

Para encontrar o valor de  $u_{máx}$  é adequado à utilização da equação (3.7), a qual se refere ao índice de giro,  $S$ , onde  $w$  e  $u$  são as condições de contorno, que estão denominadas como as equações (3.15) e (3.17), respectivamente.

Para realização do cálculo da integral na equação (3.7), consideram-se dois domínios, respeitando as condições de que  $r < r_{trans}$  e  $r \geq r_{trans}$  na equação (3.17), assim para melhor didática, a equação pode ser escrita, como:

$$S = 2 \frac{[A + B]}{R^3 w_{média}} \quad (4.1)$$

Sendo,

$$A = \int_0^{r_{trans}} w_{máx} \left( 1 - \left( \frac{r^2}{R^2} \right) \right) u_{máx} \frac{r}{r_{trans}} r^2 dr \quad (4.2)$$

$$B = \int_{r_{trans}}^R w_{máx} \left( 1 - \left( \frac{r^2}{R^2} \right) \right) u_{máx} \frac{r_{trans}}{r} \left[ \frac{R - r}{R - r_{trans}} \right] r^2 dr \quad (4.3)$$

Realizando as integrais e voltando na equação (4.1), obtêm-se a seguinte fórmula:

$$u_{máx} = \frac{60R^5 w_{média}^2 S}{2w_{máx} r_{trans} (7R^4 + 7R^3 r_{trans} - 8R^2 r_{trans}^2 - 3R r_{trans}^3 + 2r_{trans}^4)} \quad (4.4)$$

Assim, com os dados da Tabela 4.1, consegue-se uma gama de valores para a velocidade máxima  $u_{m\acute{a}x}$ , onde a mesma pode ser visualizada na Tabela 4.2.

Tabela 4.1 - Dados utilizados para o cálculo de  $u_{m\acute{a}x}$

Número de Reynolds	S	$\alpha$
800	0.5	0.75
1000	1.0	
1200	1.5	
1400		
1600		
1800		

Tabela 4.2 - Valores referentes à  $u_{m\acute{a}x}$

	Número de Reynolds						$w_{m\acute{e}dia}/a$	S
	800	1000	1200	1400	1600	1800		
	0,01006	0,012575	0,01509	0,017605	0,02012	0,022635		
$u_{m\acute{a}x}$ (m/s)	0,01413	0,01767	0,02120	0,02474	0,02827	0,03180	0.75	0.5
	0,02827	0,03534	0,04240	0,04947	0,05654	0,06361		1
	0,04240	0,05301	0,06361	0,07421	0,08481	0,09541		1.5

Onde  $\alpha$  é a razão entre a localização radial na qual ocorre a transição de vórtice forçado para vórtice livre e o raio da tubulação, ou seja,  $\alpha = \frac{r_{trans}}{r}$ .

Através dos cálculos vistos na parte inicial deste capítulo e com o auxílio do Phoenix®<sup>®</sup>, consegue-se mostrar os resultados das simulações realizadas e compará-los com os valores de perfis de velocidade axial e tangencial, o decaimento do índice de giro ao decorrer do escoamento e comparar com os obtidos por Ayinde (2010) e também mostram como o fator de atrito se comporta ao decorrer do escoamento.

#### 4.1. ESCOAMENTO LAMINAR COM GIRO

Segundo Ayinde (2010) o decaimento de giro à jusante do escoamento é exponencial em situações onde o índice de giro é moderado ( $S < 1$ ). Mas também se pode observar que há uma região onde o índice de giro tem seu maior valor ( $S = 1$ ), ou seja, na entrada do tubo. A Figura 4.1 mostra também a variação do índice de giro em relação aos diferentes números de Reynolds. Os presentes dados mostram que a intensidade do índice de giro decai aproximadamente de forma exponencial com a entrada axial. Verificou-se também que o índice  $S$  aumenta com a elevação do número de Reynolds.

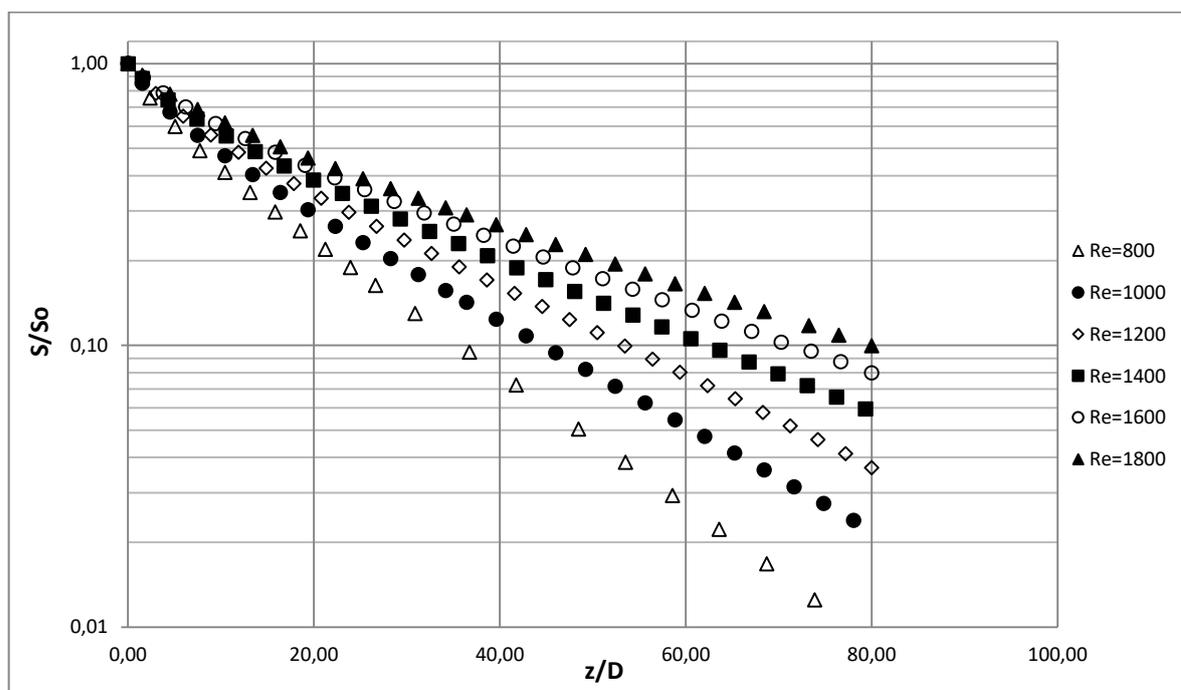


Figura 4.1 - Decaimento do índice de giro ao longo do tubo -  $a=0.75$  e  $S=1.0$

Na Figura 4.2 e 4.3, os campos de velocidades axial e tangencial são apresentados, como também comparados com os resultados obtidos por Ayinde.

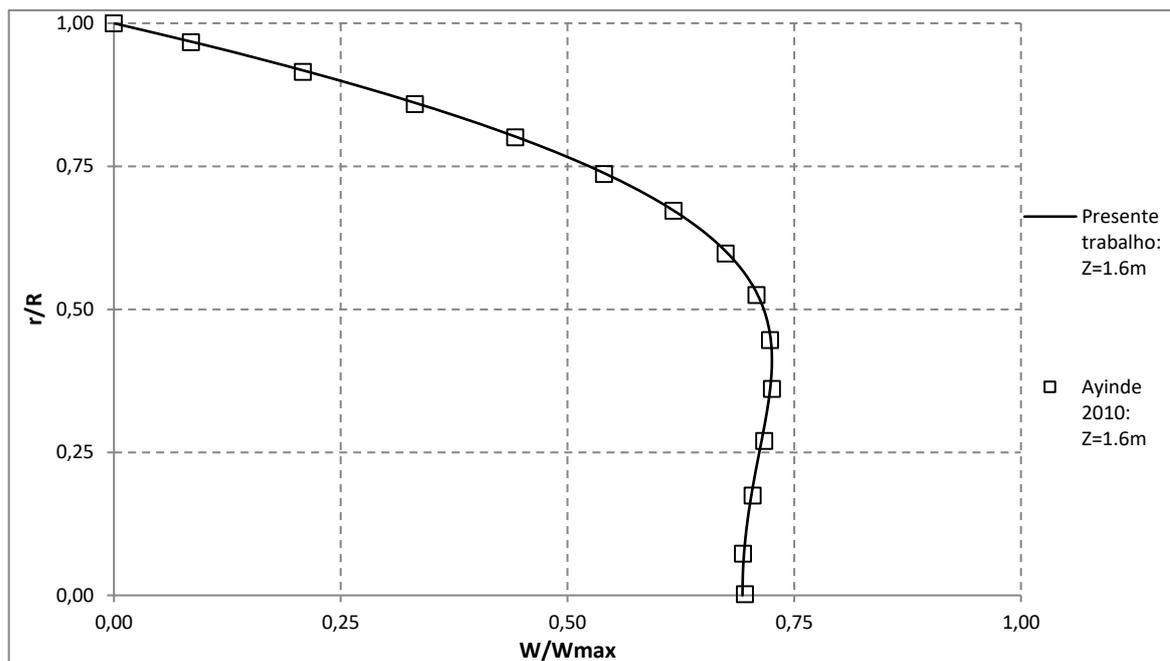


Figura 4.2 - Comparação do perfil de velocidade axial na posição axial Z=1.6 metros

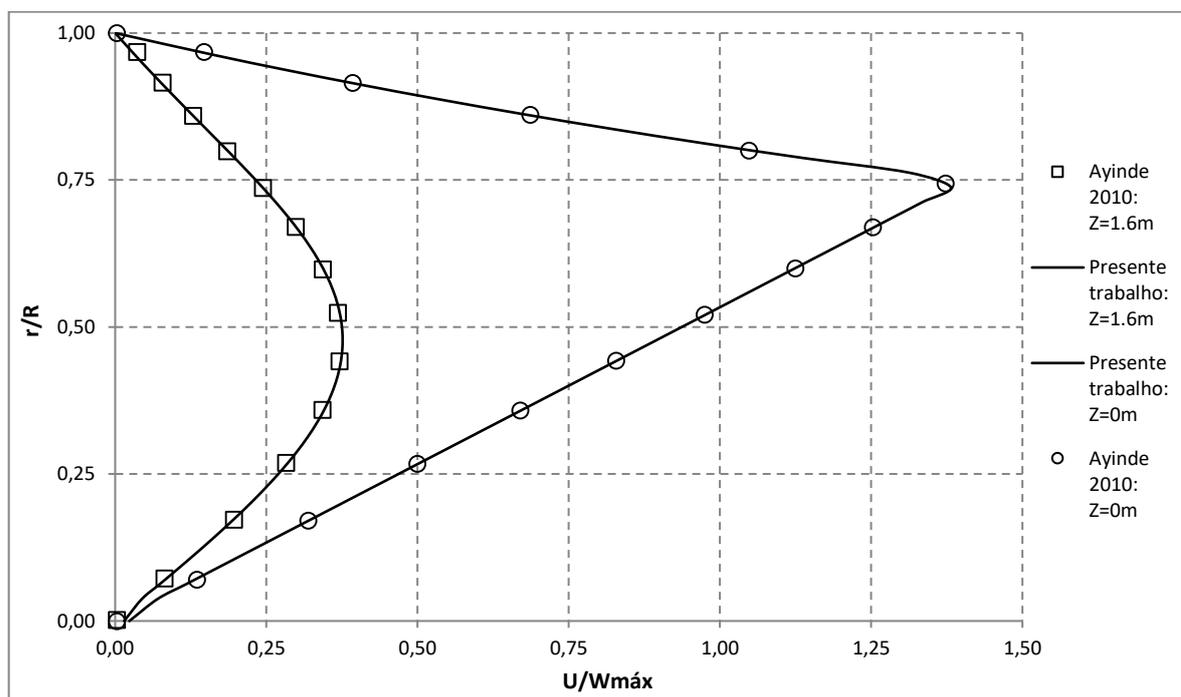


Figura 4.3 - Comparação do perfil de velocidade tangencial na posição axial Z=0 metro e Z=1.6 metros

Observa-se nas figuras acima que os resultados obtidos nas simulações, através do pacote Phoenix<sup>®</sup>, têm concordância com a literatura.

Iniciasse a análise dos resultados dos campos de velocidade através da Figura 4.4, onde pode-se avaliar que o perfil de velocidade axial parabólico da entrada é imensamente desconfigurado pelo campo de velocidade tangencial, gerado pelo DGG, mas também mostra a existência de uma recuperação do perfil de velocidade parabólico ao decorrer do escoamento até o final do tubo.

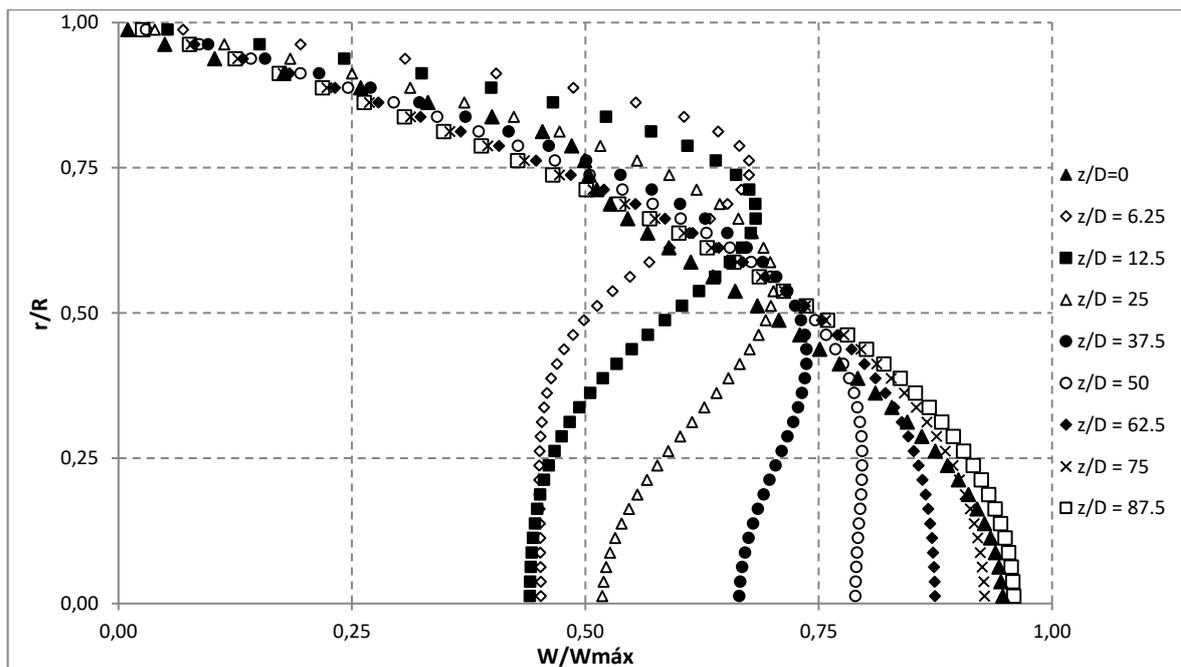


Figura 4.4 - Distribuição da velocidade axial ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=1200$  e  $S=1.5$

Em comparação com a Figura 4.5, visualiza-se que perfil de velocidade axial parabólico da entrada é desconfigurado de forma mais branda devido ao seu índice de giro ser menor. Esta ocorrência fica mais evidente na Figura 4.6, onde o índice de giro é menor ainda em relação às Figuras 4.4 e 4.5, onde se pode ver uma pequena desconfiguração do perfil conhecido, mas ambos também mostram a prova de recuperação do perfil de velocidade.

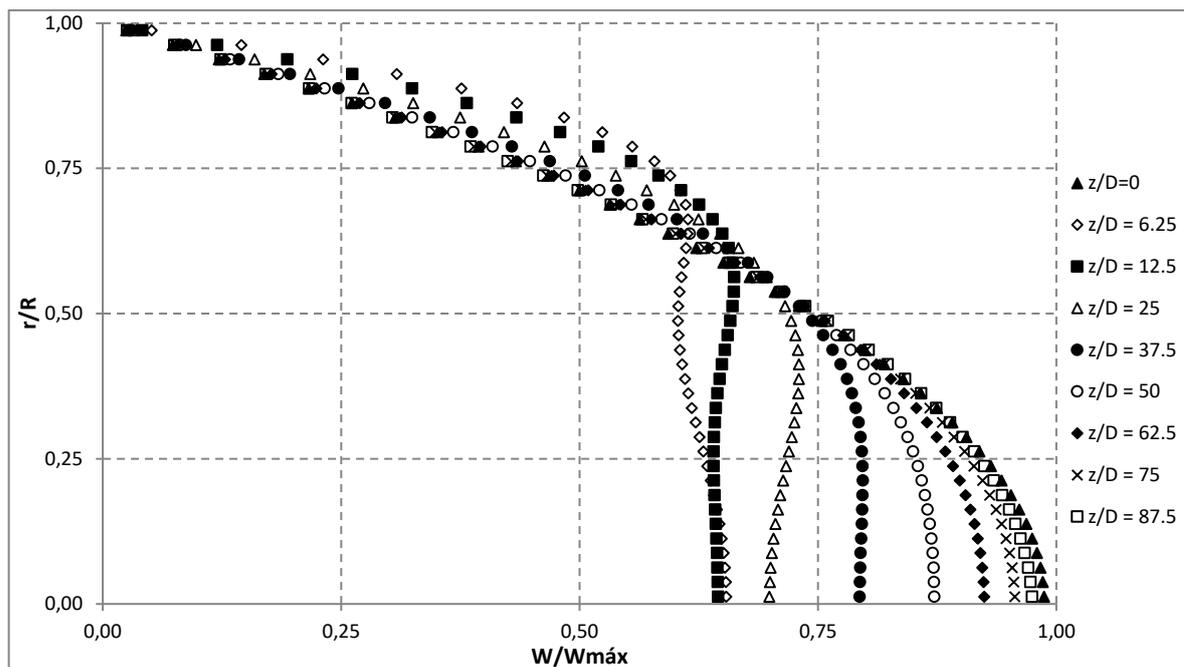


Figura 4.5 - Distribuição da velocidade axial ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=1200$  e  $S=1.0$

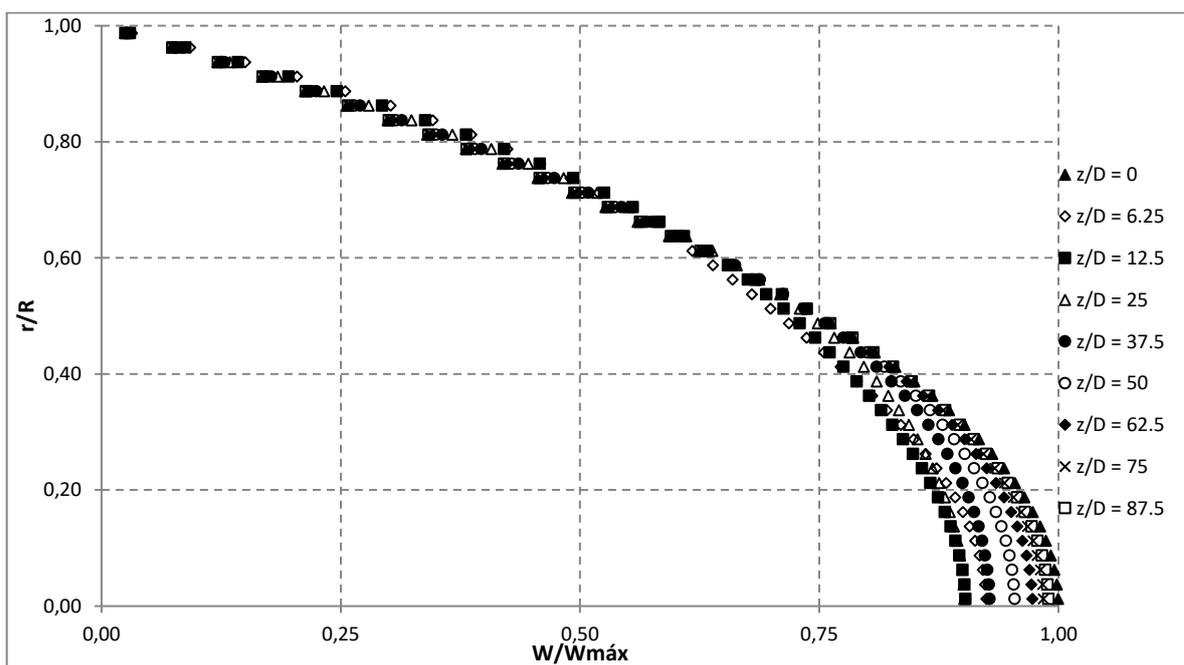


Figura 4.6 - Distribuição da velocidade axial ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=1200$  e  $S=0.5$

Nas Figuras 4.7, 4.8 e 4.9, mostram-se as distribuições dos campos de velocidades tangenciais no tubo para o mesmo valor de  $a$  e número de Reynolds, apenas diferenciando-se pelo valor do índice de giro. Então pode-se visualizar que a

região de vórtice forçado vai diminuindo ao longo do escoamento, ou seja, acontece a redução da velocidade tangencial devido aos efeitos viscosos do escoamento na região do núcleo e com isso, conseqüentemente, ocorre a redução do índice de giro. Também é possível interpretar que em cada posição do escoamento sucede a transição de vórtice forçado para vórtice livre, sendo o ponto da região de entrada a ter uma violenta alteração, sendo o pico em cada gráfico, e no decorrer do escoamento a transição vai ocorrendo de forma mais branda, em outras posições axiais, até o final do tubo.

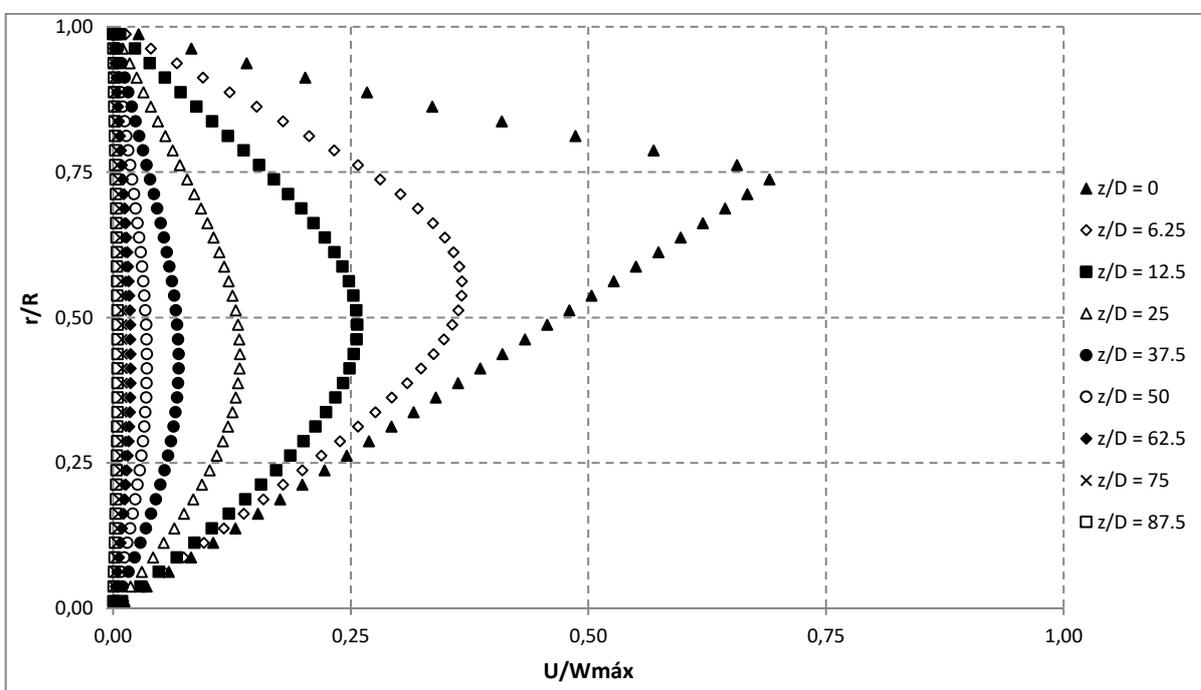


Figura 4.7 - Distribuição da velocidade tangencial ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=800$  e  $S=0.5$

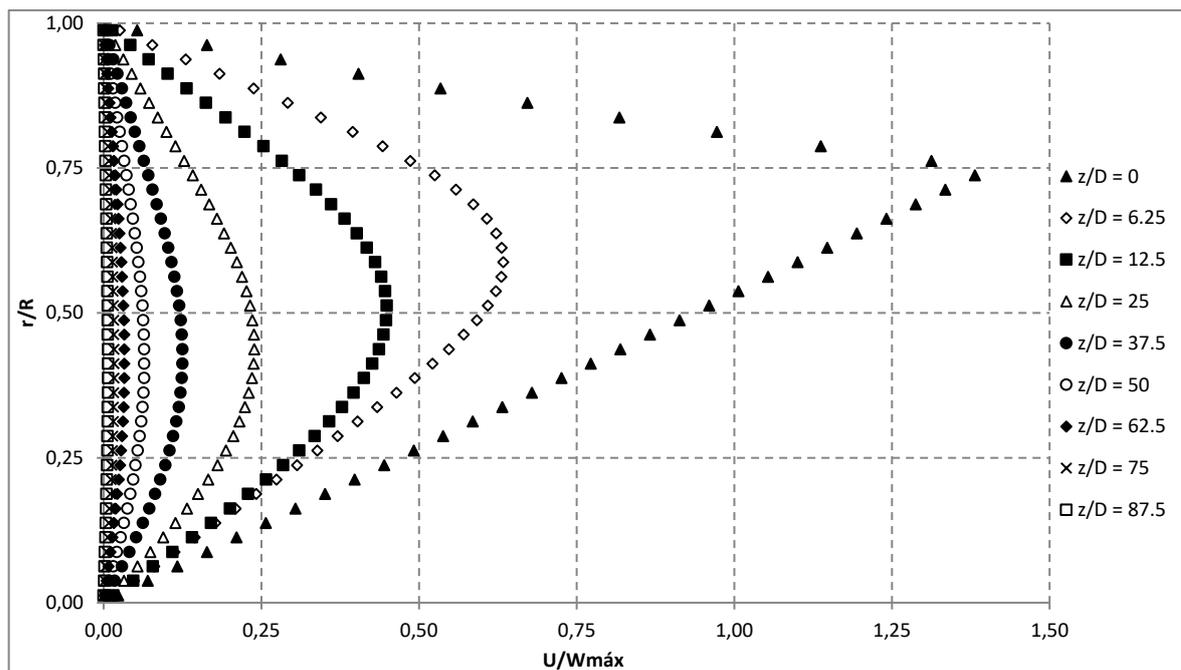


Figura 4.8 - Distribuição da velocidade tangencial ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=800$  e  $S=1.0$

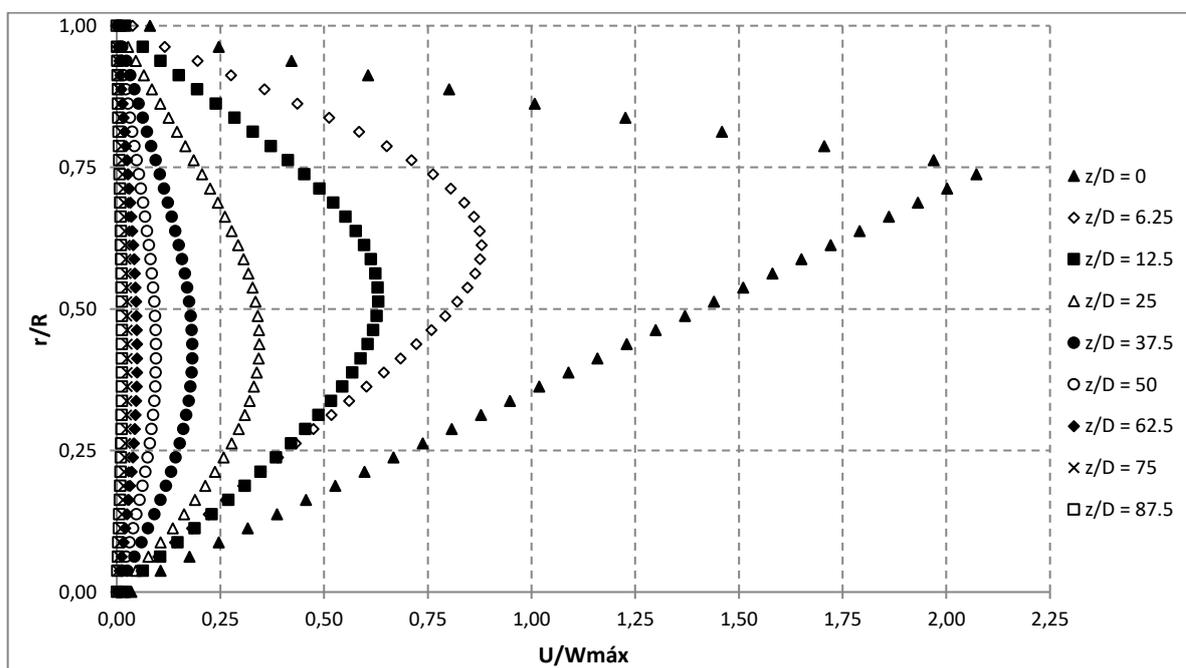


Figura 4.9 - Distribuição da velocidade tangencial ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=800$  e  $S=1.5$

Após compreender a dedução da fórmula utilizada para o cálculo da razão dos coeficientes de atrito, RCF, na Seção 3.1 e inseri-la no pacote de simulação

computacional, têm-se nas Figuras 4.10, 4.11 e 4.12 os resultados obtidos para o mesmo valor de  $a$  e valores distintos de Reynolds e intensidades do índice de giro,  $S$ .

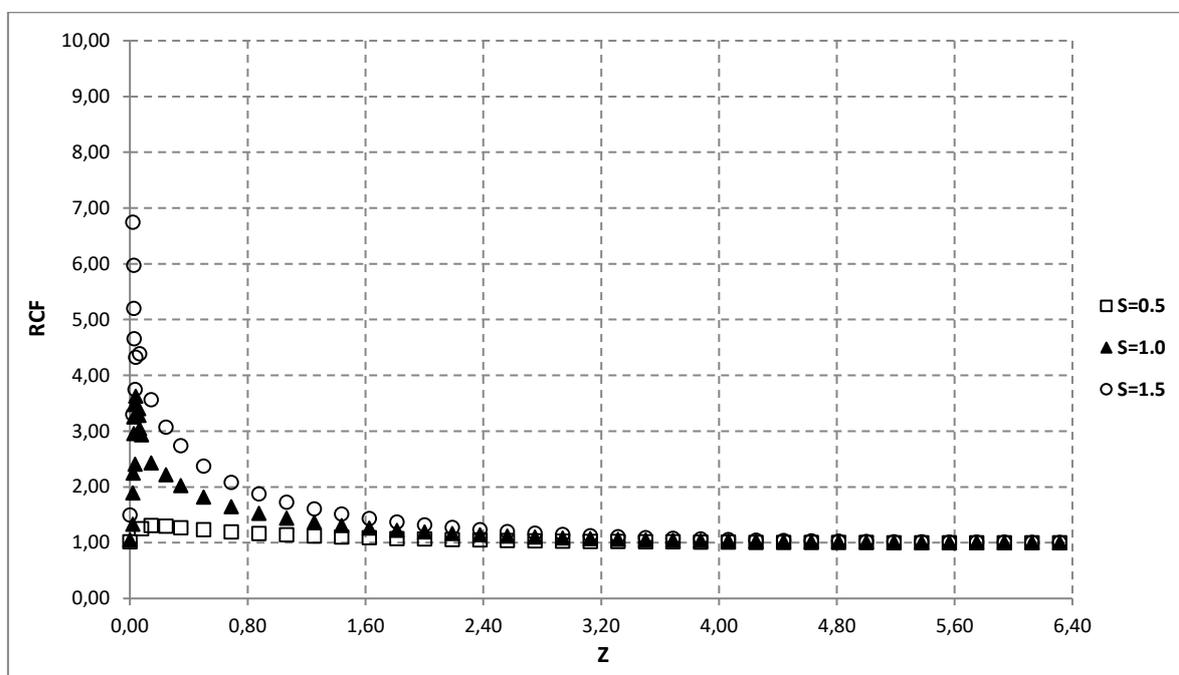


Figura 4.10 - Comportamento do fator de atrito ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=800$

Na entrada da tubulação e, conseqüentemente, do domínio computacional é imposto um perfil de velocidade desenvolvido.

A razão dos coeficientes de atrito, RCF, como pode-se visualizar nas figuras correlacionadas, contém na entrada o valor 1, ou seja, a razão entre o fator de atrito de Fanning, e o fator de atrito de Fanning para escoamento laminar e desenvolvido, equações (3.10 e 3.11), tem o mesmo valor. Mas ao decorrer do escoamento, percebe-se a elevação do RCF, isso provém da introdução da componente tangencial no escoamento, como também da alta dissipação viscosa próxima a parede do tubo, assim sucedendo a eliminação da condição de desenvolvido. Quanto maior o valor de Reynolds e o valor do índice de giro, maior será o RCF.

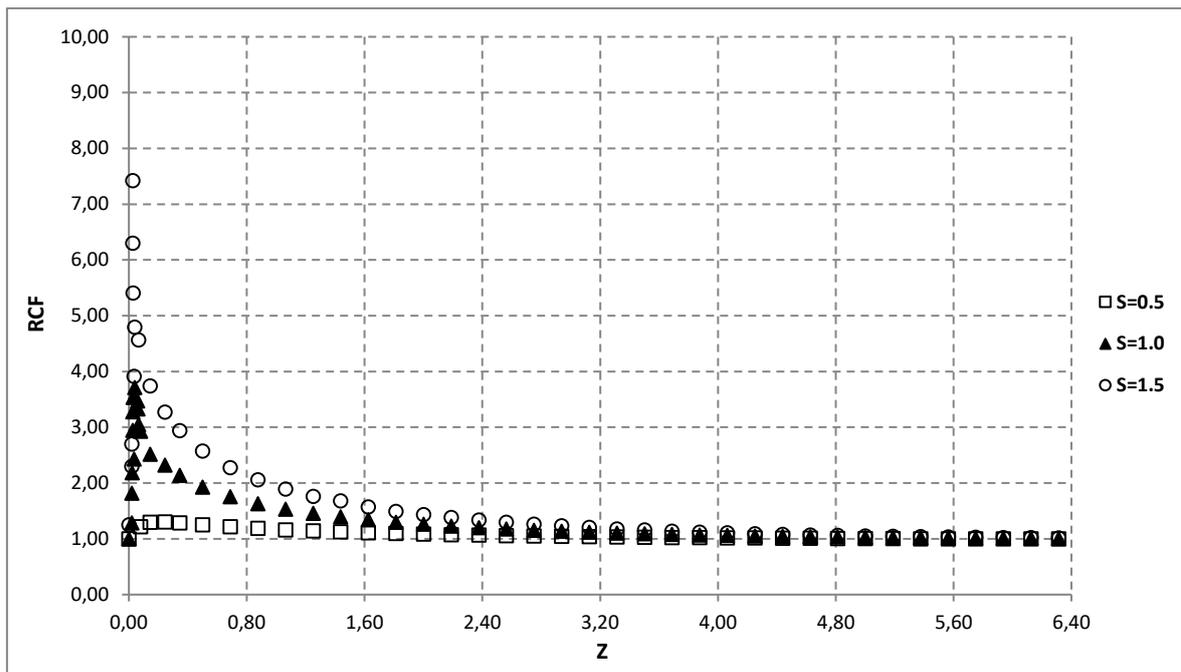


Figura 4.11 - Comportamento do fator de atrito ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=1000$

Nas Figuras 4.10, 4.11 e 4.12, é possível, também, identificar que posteriormente ao RCF atingir seu valor máximo, ou seja, no contato com a parede do tubo. Ocorre também a diminuição do valor devido ao índice de giro ir se dissipando no andamento do escoamento até acontecer a igualdade do RCF ( $RCF=1$ ), assim consegue-se devolver a condição de desenvolvimento e a eliminação do movimento de giro.

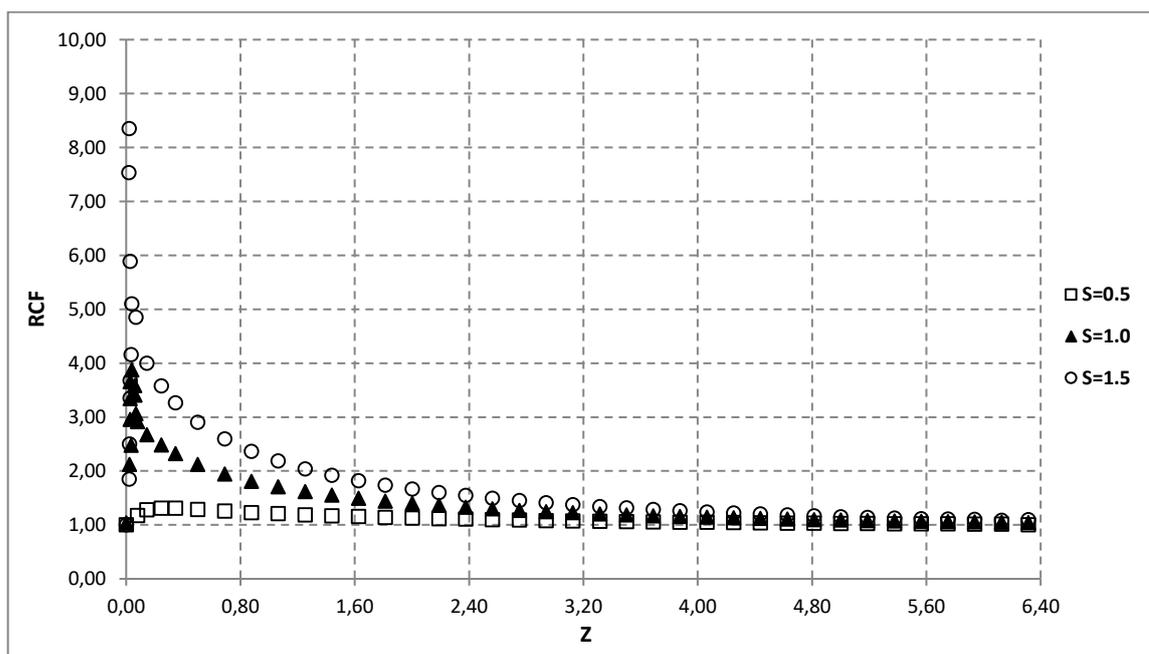


Figura 4.12 - Comportamento do fator de atrito ao decorrer do escoamento -  $a=0.75$ ,  $Re=1400$

## 5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Neste trabalho, apresentou-se um estudo numérico do escoamento com giro para referência e validação, em tubo horizontal, de seção circular, promovido por um dispositivo gerador de giro.

Parâmetros importantes que caracterizam o escoamento, como as componentes tangencial e axial de velocidade, bem como a intensidade de giro e fator de atrito, foram estudados numericamente através do pacote de dinâmica dos fluidos computacional PHOENICS®.

O campo de velocidade foi analisado numericamente. As componentes tangencial e axial de velocidade são afetadas pelas tensões viscosas do escoamento. A componente tangencial da velocidade é maior próximo à parede do tubo, perdendo intensidade à medida que a distância axial aumenta. A distribuição da componente axial da velocidade é fortemente afetada pela vazão do escoamento.

A intensidade do giro diminui exponencialmente à medida que a componente tangencial de velocidade também diminui, devido ao efeito das tensões viscosas.

A utilização de escoamento com giro induzido axialmente apresenta-se como uma solução atraente tanto como um pré-separador de dispersões de óleo viscoso e água, quanto para geração, em linhas de transporte, de padrões de escoamento baseados na lubrificação do óleo viscoso pela água, com considerável redução de atrito.

### 5.1. SUGESTÕES PARA PRÓXIMOS TRABALHOS

1. Estudar numericamente o desempenho do hidrociclone axial para segregação de fases no escoamento de dispersões água-óleo e misturas de óleo viscoso com microbolhas de gás;
2. Estudar numericamente o escoamento turbulento com giro, visando aplicações no tratamento de águas oleosas e de gás úmido;

3. Desenvolver metodologias de análise numérica que permitam otimizar a geometria
  
4. Estudar numericamente o escoamento laminar com giro, visando aplicações e alterações em valores de  $a = \frac{r_{trans}}{r}$ ;

## 6. REFERÊNCIAS

- Ayinde, T. F., 2010. **A generalized relationship for swirl in laminar pipe flow.** Sadhana, volume 35, Parte 2, pp. 129 – 137.
- Batchelor, G. K., 1964. **Axial flow in trailing line vortices.** Journal of Fluid Mechanics, 20, pp. 645-658.
- Escudier, M., 1988. **Vortex breakdown: observations and explanations.** Progress in Aerospace Science, 25, pp. 189-229.
- Faler, J. H. e Leibovich, S., 1977. **Disrupted states of vortex flow and vortex breakdown.** Physics of Fluids, 20, pp. 1385-1400.
- FOX, R. W., PHILIP, J. P., MCDONALD, A.T., Introdução a Mecânica dos Fluídos, **8ª Ed. 2014.**
- Hall, M. G., 1972. **Vortex breakdown.** Annual Review of Fluid Mechanics, 4, pp. 195-218.
- Jawarneh, A. M., Vatistas, G. H., Ababneh, A., 2008. **Analytical approximate solution for decaying laminar swirling flows within a narrow annulus.** Jordan journal of mechanical and industrial engineering, vol. 2, n. 2, pp. 101-109.
- Kitoh, O., 1991. **Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe.** Journal of Fluid Mechanics, 225, pp. 445-479.
- Kiya, M., Fukusako, S., Arie, M., 1971. **Laminar swirling flow in the entrance region of a circular pipe.** Bulletin of the JSME, vol. 14, n. 73, pp. 659-670.
- Kreith, F. e Sonju, O. K., 1965. **The decay of a turbulent swirling in a pipe.** Journal of Fluid Mechanics, 22, pp. 257-271.
- Lavan, Z., Nielsen, H. e Fejer, A. A., 1969. **Separation and flow reversal in swirling flow in circular ducts.** Physics of Fluids, 12, pp. 1747-1757.
- Legge, A. H. *et. al.* Field studies on pine spruce and aspen periodically subjected to sulfur gas emissions. **Water Air and Soil Pollution**, v. 8, n. 1, p. 105-129, 1977.

M.P. Escudier, J.J. Keller **Recirculation in swirling flow: a manifestation of vortex breakdown** AIAA J., 23 (1) (1985), pp. 111–116

Munson, B. R., Young, D. F. e Okiishi, T. H., 2009. **Fundamentals of Fluid Mechanics**, 6<sup>th</sup> Edition, John Wiley and Sons, New York.

Nissan, A. H. e Bresan, V. P., 1961. **Swirling flow in cylinders**. AIChE Journal, 7, pp. 543-547.

Parchen, R. R. e Steenbergen, W., 1998. **An experimental investigation and numerical study of turbulent swirling pipe flows**. Journal of Fluids Engineering, 120, pp. 54-61.

Patankar, S. V., **Numerical heat transfer and fluid flow**, Taylor e Francis, 1980.

Patankar, S. V. e Spalding, D. B., **A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows**, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 15, p. 1787.

Rocha, A. D., Bannwart, A. C., Ganzarolli, M. M., 2015. **Numerical and experimental study of an axially induced swirling pipe flow**. International Journal of Heat and Fluid Flow, v53, pp. 81-90.

Sarpkaya, T., 1971. **On stationary and traveling vortex breakdowns**. Journal of Fluid Mechanics, 45, pp. 545-559, pp. 1-9.

Singh, M. P., Sinha, P. C., Aggarwal, M., 1980. **Swirling flow in a straight circular pipe**. ZAMM 60.429 – 439.

Talbot, L., 1954. **Laminar swirling pipe flow**. Journal of Applied Mechanics, 21, pp. 1-7.

Yao, S., Fang, T., 2012. **Analytical solutions of laminar swirl decay in a straight pipe**. Communications of Nonlinear Science Numerical Simulation, 12, pp. 3235-3246.