

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA
CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA

BRUNA LUIZA COELHO STURM ANTUNES

**DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE DESCARGA EM EJETORES
DE BROCAS DE PERFURAÇÃO DE POÇOS DE PETRÓLEO E GÁS**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

CURITIBA

2013

BRUNA LUIZA COELHO STURM ANTUNES

**DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE DESCARGA EM EJETORES
DE BROCAS DE PERFURAÇÃO DE POÇOS DE PETRÓLEO E GÁS**

Monografia do Projeto de Pesquisa apresentada à disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2 do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para aprovação na disciplina.

Orientador: Prof. Dr. Admilson Teixeira Franco

CURITIBA

2013

TERMO DE APROVAÇÃO

Por meio deste termo, aprovamos a monografia do Projeto de Pesquisa "DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE DESCARGA EM EJETORES DE BROCAS DE PERFURAÇÃO DE POÇOS DE PETRÓLEO E GÁS", realizado pela aluna BRUNA LUIZA COELHO STURM ANTUNES, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. Prof. Dr. Admilson Teixeira Franco

DAMEC, UTFPR

Orientador

Prof. Dr. Luciano Fernando dos Santos Rossi

DAMEC, UTFPR

Avaliador

Prof. M. Eng. Raul Henrique Erthal

DAMEC, UTFPR

Avaliador

Curitiba, 22 de agosto de 2013.

DEDICATÓRIA

A todos aqueles que, de uma forma ou outra, contribuíram para a realização deste trabalho, especialmente aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, os agradecimentos aos meus pais. Eu lhes diria que não existe palavra capaz de descrever com total lealdade o sentimento de agradecimento que sinto por todo apoio e incentivo. Desde pequena, por mais que eu não tenha crescido muito, eles me alimentaram com a vontade de aprender e sempre investiram nos meus estudos, minha maior herança.

Ao meu irmão e a toda minha família, pelos momentos felizes vividos ao longo dessa jornada, eu diria inúmeros “muito obrigada!”. Na ausência de suas presenças, é fato que eu não teria tantos motivos para sorrir.

Gostaria de citar todos os amigos que contribuíram para que eu chegasse até aqui, mas certamente correria o risco de esquecer um nome e eles sabem disso. Ainda que eu não esqueça o suporte de cada um, vou me restringir em dizer que sem eles eu não teria chegado aqui tão rápido, sem eles eu não teria tido tantos momentos felizes, mesmo depois das provas.

Agradeço também os docentes do curso de Engenharia Industrial Mecânica da UTFPR e os integrantes do LACIT, os quais foram essenciais para meu amadurecimento e crescimento no meio acadêmico. Gostaria de citar os professores Luciano e Raul, integrantes da minha banca avaliadora, pelo profissionalismo e carinho na correção do meu Trabalho de Conclusão de Curso.

Em separado, gostaria de enfatizar o quão importante foi a orientação do professor Admilson. Sempre paciente, prestativo, atencioso e sorridente, não me deixou desanimar em momento algum. No final deu tudo certo, e se não desse, como ele mesmo dizia, é porque ainda não havia acabado. Obrigada, professor, por ter me feito mais autoconfiante e ter contribuído tanto na minha formação profissional, como na pessoal.

Finalmente, mas de forma alguma com menos relevância, gostaria de agradecer a Deus por me amar incondicionalmente e me capacitar para vencer as provas da vida.

“Não pratique apenas sua arte, mas force o seu caminho em seus segredos, pois isso e conhecimento podem elevar o homem ao divino.”

Ludwig Van Beethoven

RESUMO

ANTUNES, Bruna Luiza C. S. Determinação do coeficiente de descarga em ejetores de brocas de perfuração de poços de petróleo e gás. 2013. 93 f. Monografia (Graduação em Engenharia Industrial Mecânica) – Programa de Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2013.

A difícil determinação do coeficiente de descarga em ejetores de brocas de perfuração de poços de petróleo e gás é um problema presente na indústria petrolífera. Aprimorar o processo de perfuração, como o aumento de taxa de penetração e da eficiência de limpeza dos cascalhos, pode estar relacionado ao cálculo preciso do coeficiente de descarga em condições específicas. Uma vez que o desconhecimento desse parâmetro de projeto pode implicar em gastos desnecessários, o presente trabalho avalia a influência de fatores que alteram o coeficiente de descarga em escoamentos através de uma contração abrupta axissimétrica. O programa Ansys® PolyFlow foi utilizado para as simulações numéricas dos fluidos newtoniano, pseudoplástico e Herschel-Bulkley. Foram comparadas diferentes razões de aspecto e número de Reynolds e o escoamento considerado laminar, isotérmico, incompressível e em regime permanente. Os campos de pressão, velocidade e tensão cisalhante obtidos das simulações permitiram a obtenção de curvas evidenciando o comportamento do coeficiente de descarga em função de parâmetros reológicos, geométricos e cinemáticos. Os resultados obtidos foram comparados a valores teóricos e experimentais presentes na literatura e apresentaram excelentes concordâncias. Em geral, o coeficiente de descarga revelou ser inversamente proporcional à razão de aspecto e diretamente proporcional ao número de Reynolds. O fluido viscoplástico mostrou ser o mais sensível às variações das condições do escoamento e apresentou os maiores valores para o coeficiente de descarga.

Palavras-chave: coeficiente de descarga, bocais ejetores, fluido newtoniano, fluidos não newtonianos, perda de carga.

ABSTRACT

ANTUNES, Bruna Luiza C. S. Determinação do coeficiente de descarga em ejetores de brocas de perfuração de poços de petróleo e gás. 2013. 93 f. Monografia (Graduação em Engenharia Industrial Mecânica) – Programa de Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2013.

The difficult to determine the discharge coefficient of drilling bits ejectors of oil and gas wells is a problem present in the petroleum industry. Improving the drilling process, such as increasing the rate of penetration and the cleaning efficiency of cuttings, can be related to precise calculate the discharge coefficient under specified conditions. Since unknowing this design parameter can result in unnecessary spending, the present study aimed to evaluate the influence of factors that affect the discharge coefficient in flows through an axisymmetric abrupt contraction. The software Ansys[®] PolyFlow was used for the numerical simulations of Newtonian, shear-thinning and Herschel-Bulkley fluids. It was compared different aspect ratios and Reynolds number assuming laminar, isothermal, incompressible and steady flow. The fields of pressure, velocity and shear stress obtained from the simulations allowed obtaining curves showing the behavior of the discharge coefficient as a function of rheological, geometric and kinematic parameters. The results achieved were compared with experimental and theoretical values provided by the literature and demonstrate excellent agreement. In general, the discharge coefficient revealed to be indirectly proportional to the aspect ratio and directly proportional to the Reynolds number. The viscoplastic fluid proved to be the most sensitive to flow conditions changes and showed the highest discharge coefficient values.

Palavras-chave: discharge coefficient, drilling drills, Newtonian fluid, non-Newtonian fluids, head loss.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Camadas geológicas e localização do pré-sal	19
Figura 2 – Região de contração atravessada pelo fluido de perfuração	21
Figura 3 – Esquema representativo do processo de perfuração	26
Figura 4 – Foto de um modelo de broca de perfuração	27
Figura 5 – Representação do escoamento de um fluido newtoniano através de uma contração abrupta: (a) características cinemáticas (b) distribuição da pressão evidenciando a queda de pressão na contração	28
Figura 6 – Representação do escoamento do fluido de perfuração através de uma broca com três bocais injetores.....	32
Figura 7 – Comportamento reológico de fluidos não newtonianos independentes do tempo <i>versus</i> fluidos newtonianos	35
Figura 8 – Geometria do problema: tubo circular contendo uma contração.....	49
Figura 9 – Discretização da geometria do problema	55
Figura 10 – Metodologia de solução do problema.....	57
Figura 11 – Fluido newtoniano: Velocidade adimensional na saída do tubo <i>versus</i> raio adimensional do tubo menor para diferentes malhas.....	60
Figura 12 – Fluido pseudoplástico A ($\beta = 4$): Perfis de velocidade ao longo do eixo do tubo para diferentes malhas.....	60
Figura 13 – Fluido pseudoplástico B ($\beta = 5$): Perfis de pressão ao longo do eixo do tubo para diferentes malhas.....	60
Figura 14 – Fluido pseudoplástico C ($\beta = 8$): Velocidade adimensional na saída do tubo <i>versus</i> raio adimensional do tubo menor para diferentes malhas	61
Figura 15 – Fluido Herschel-Bulkley A ($\beta = 10$ e $Re = 2000$): Perfis de pressão ao longo do eixo do tubo para diferentes malhas.....	61
Figura 16 – Fluido Herschel-Bulkley B ($\beta = 2$ e $Re = 2000$): Perfis de velocidade ao longo do eixo do tubo para diferentes malhas.....	61

Figura 17 – FN: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo <i>versus</i> raio adimensional do tubo.....	62
Figura 18 – FN: Soluções numérica e analítica do fator de atrito <i>versus</i> número de Reynolds	63
Figura 19 – PL-A: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo <i>versus</i> raio adimensional do tubo.....	64
Figura 20 – PL- B: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo <i>versus</i> raio adimensional do tubo.....	64
Figura 21 – PL- C: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo <i>versus</i> raio adimensional do tubo.....	64
Figura 22 – Perfis de velocidade para diferentes fluidos	65
Figura 23 – Fator de atrito para diferentes fluidos pseudoplásticos	65
Figura 24 – Fator de atrito para diferentes fluidos Herschel-Bulkley com $n = 0,6$	66
Figura 25 – Fator de atrito para diferentes fluidos Herschel-Bulkley com $n = 0,8$ em função do número de Reynolds	67
Figura 26 – HB-A: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo <i>versus</i> raio adimensional do tubo.....	68
Figura 27 – HB-B: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo <i>versus</i> raio adimensional do tubo.....	69
Figura 28 – FN: coeficiente de descarga <i>versus</i> número de Reynolds	71
Figura 29 – FN: coeficiente de descarga <i>versus</i> razão de aspecto.....	71
Figura 30 – PL-A: coeficiente de descarga <i>versus</i> número de Reynolds	73
Figura 31 – PL-B: coeficiente de descarga <i>versus</i> número de Reynolds	73
Figura 32 – PL-C: coeficiente de descarga <i>versus</i> número de Reynolds.....	73
Figura 33 – PL-A: Coeficiente de descarga <i>versus</i> razão de aspecto.....	74
Figura 34 – PL-B: Coeficiente de descarga <i>versus</i> razão de aspecto.....	74
Figura 35 – PL-C: Coeficiente de descarga <i>versus</i> razão de aspecto.....	75
Figura 36 – HB-A: coeficiente de descarga <i>versus</i> número de Reynolds	77

Figura 37 – HB-B: coeficiente de descarga <i>versus</i> número de Reynolds	77
Figura 38 – HB-A: coeficiente de descarga <i>versus</i> razão de aspecto	78
Figura 39 – HB-B: coeficiente de descarga <i>versus</i> razão de aspecto	78
Figura 40 – FN: Queda de pressão adimensional <i>versus</i> número de Reynolds.....	79
Figura 41 – PL-A: Queda de pressão adimensional <i>versus</i> número de Reynolds	80
Figura 42 – PL-B: Queda de pressão adimensional <i>versus</i> número de Reynolds	80
Figura 43 – PL-C: Queda de pressão adimensional <i>versus</i> número de Reynolds	81
Figura 44 – HB-A: Queda de pressão adimensional <i>versus</i> Re ($n = 0,6$)	82
Figura 45 – HB-B: Queda de pressão adimensional <i>versus</i> Re ($n = 0,8$)	82
Figura 46 – HB-A: Queda de pressão adimensional <i>versus</i> Re_g ($n = 0,6$)	83
Figura 47 – HB-B: Queda de pressão adimensional <i>versus</i> Re_g ($n = 0,8$)	84
Figura 48 – FN: Campo de velocidade na contração ($\beta = 2$ e $Re = 100$)	85
Figura 49 – FN: Campo de pressão na contração ($\beta = 2$ e $Re = 100$)	85
Figura 50 – PL-B: Campo de velocidade na contração ($\beta = 2$ e $Re = 2000$)	86
Figura 51 – PL-B: Campo de velocidade na contração ($\beta = 10$ e $Re = 2000$)	86
Figura 52 – HB-A: Linhas de corrente na contração ($\beta = 10$ e $Re = 100$)	87
Figura 53 – HB-A: Linhas de corrente na contração ($\beta = 10$ e $Re = 2000$)	87
Figura 54 – HB-B: Campo de velocidade na contração ($\beta = 2$ e $Re = 100$)	88
Figura 55 – HB-B: Campo de velocidade na contração ($\beta = 2$ e $Re = 2000$)	88

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Valores do coeficiente de perda e da correção de Couette em função do índice de potência – Adaptado de Boger (1987)	45
Tabela 2 – Parâmetros dos modelos reológicos dos fluidos	56
Tabela 3 – Resumo das equações utilizadas para cálculo do C_d	58
Tabela 4 – Padrões de malha	59
Tabela 5 – FN: erros relativos percentuais entre o valor calculado para a queda de pressão do tubo menor e a solução analítica.....	63
Tabela 6 – Coeficiente de descarga para o fluido newtoniano em função no número de Reynolds e da razão de aspecto.....	70
Tabela 7 – Coeficiente de descarga para o fluido pseudoplástico A em função no número de Reynolds e da razão de aspecto.....	72
Tabela 8 – Coeficiente de descarga para o fluido pseudoplástico B em função no número de Reynolds e da razão de aspecto.....	72
Tabela 9 – Coeficiente de descarga para o fluido pseudoplástico C em função no número de Reynolds e da razão de aspecto.....	72
Tabela 10 – Coeficiente de descarga para o fluido Herschel-Bulkley A em função no número de Reynolds e da razão de aspecto.....	76
Tabela 11 – Coeficiente de descarga para o fluido Herschel-Bulkley B em função no número de Reynolds e da razão de aspecto.....	76
Tabela 12 – FN: Coeficiente de descarga (SAHIN; CEYHAN, 1996)	79

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CM	Conservação da massa
CQM	Conservação da quantidade de movimento
DFC	Dinâmica de Fluidos Computacional
FN	Fluido newtoniano
FNG	Fluido newtoniano generalizado
FNN	Fluido não newtoniano
HB	Fluido Herschel-Bulkley
LACIT	Laboratório de Ciências Térmicas da UTFPR
LDA	Técnica de Velocimetria Laser
MEF	Método dos Elementos Finitos
PB	Fluido de Bingham (Plástico de Bingham)
PL	Fluido pseudoplástico
PIV	Velocimetria por Imagem de Partículas
ROP	Taxa de penetração

LISTA DE SÍMBOLOS

C_d	Coeficiente de descarga [-]
\dot{m}_r	Vazão mássica real [kg/s]
\dot{m}_t	Vazão mássica teórica [kg/s]
Q_r	Vazão volumétrica real [m ³ /s]
Q_t	Vazão volumétrica teórica [m ³ /s]
V_i	Velocidade média na seção a montante do plano de contração [m/s]
V_o	Velocidade média na seção a jusante do plano de contração [m/s]
A_o	Área da seção transversal na seção a jusante do plano de contração [m ²]
A_i	Área da seção transversal na seção a montante do plano de contração [m ²]
d	Diâmetro do tubo menor [m]
D	Diâmetro do tubo maior [m]
β	Razão de aspecto (razão de contração) [-]
P_i	Pressão estática na seção a montante do plano de contração [Pa]
P_o	Pressão estática na seção a jusante do plano de contração [Pa]
ρ	Massa específica do fluido [kg/m ³]
ΔP_c	Queda de pressão na contração [Pa]
V_r	Velocidade real do fluido na seção a jusante do plano de contração [m/s]
$\sqrt{1-\beta^4}$	Fator velocidade de aproximação [-]
t	Tempo [s]
\mathbf{V}	Vetor velocidade [m/s]
\mathbf{g}	Vetor aceleração da gravidade [m/s ²]
p	Pressão [Pa]

τ	Tensor de tensões [Pa]
Dv/Dt	Derivada <i>material</i> do vetor velocidade [m/s]
∇	Operador vetorial nabla [-]
r	Direção radial em coordenadas cilíndricas [-]
θ	Direção angular em coordenadas cilíndricas [-]
z	Direção longitudinal em coordenadas cilíndricas [-]
e_r	Versor na direção radial em coordenadas cilíndricas [-]
e_θ	Versor na direção angular em coordenadas cilíndricas [-]
e_z	Versor na direção longitudinal em coordenadas cilíndricas [-]
τ_{ij}	Tensão cisalhante [Pa]
δF_j	Força na direção j [N]
δA_i	Área de direção normal i [m ²]
$\dot{\gamma}_{ij}$	Taxa de deformação [1/s]
k	Índice de consistência do fluido [-]
n	Índice de comportamento do escoamento [-]
μ	Viscosidade dinâmica (ou absoluta) [Pa.s]
η	Viscosidade aparente [Pa.s]
τ_0	Tensão limite de escoamento [Pa]
μ_0	Viscosidade plástica [Pa.s]
$V_{máx}$	Velocidade máxima na saída do tubo [m/s]
\bar{V}	Velocidade média [m/s]
R	Raio externo do tubo [m]
r_p	Raio de plugue (ou raio crítico) [m]
$\Delta p/L$	Queda de pressão [Pa/m]

L	Comprimento do tubo [m]
Re	Número de Reynolds [-]
Re_c	Número de Reynolds crítico [-]
\bar{V}_{an}	Velocidade média na região anular [m/s]
Q_p	Vazão volumétrica na região de plugue (anular) [m ³ /s]
D_{an}	Dimensão média da região anular [m]
f	Fator de atrito [-]
ψ	Coefficiente adimensional vinculado à plasticidade do fluido [-]
τ_p	Tensão de cisalhamento na parede do tubo [Pa]
He	Número de Hedstrom [-]
L_e/R	Comprimento de desenvolvimento adimensional a partir do plano de contração [-]
$\Delta P_{EN}/2\tau_p$	Queda de pressão adimensional devido à contração [-]
C'	Coefficiente de perda [-]
n_c'	Correlação de Couette [-]
$V_{máx,e}$	Velocidade máxima do escoamento na seção de entrada [m/s]
V^*	Velocidade adimensional do fluido na saída do tubo [-]
r^*	Raio adimensional do tubo menor [-]
ΔP^*	Queda de pressão adimensional [-]
ER	Erro relativo percentual [-]
Ψ_C	Variável calculada [-]
Ψ_R	Variável de referência [-]
Re_g	Número de Reynolds generalizado [-]

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	Contexto do Tema	20
1.2	Caracterização do Problema	22
1.3	Objetivos	23
1.4	Justificativa	23
1.5	Estrutura do Trabalho	25
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	26
2.1	Escoamento através de ejetores de brocas de perfuração	26
2.1.1	Perda de carga	27
2.1.2	Coeficiente de descarga	29
2.2	Mecânica dos Fluidos	32
2.2.1	Tensão e taxa de deformação	34
2.2.2	Viscosidade	35
2.3	Reologia	35
2.3.1	Fluidos newtonianos	36
2.3.2	Fluidos não newtonianos	36
2.4	Parâmetros de escoamentos	39
2.4.1	Velocidade média	39
2.4.2	Número de Reynolds	40
2.4.3	Fator de atrito	42
2.4.4	Tensão de cisalhamento na parede	42
2.4.5	Número de Hedstrom	42
2.5	Revisão de estudos anteriores	43
3	MODELAGEM MATEMÁTICA	49
3.1	Geometria	49
3.2	Condições de contorno	50
3.3	Hipóteses simplificadoras	51
3.4	Equações governantes	51
3.5	Parâmetros adimensionais	52
4	METODOLOGIA DE SOLUÇÃO	53
4.1	Dinâmica de Fluidos Computacional (DFC)	53
4.2	Ansys® PolyFlow	53
4.3	Modelo numérico	54
4.3.1	Discretização do domínio	54
4.3.2	Faixa de variação dos parâmetros governantes	55
4.3.3	Parâmetros dos modelos reológicos	55
4.3.4	Parâmetro evolutivo	56
4.3.5	Erro relativo percentual	56
4.4	Síntese da metodologia	57

5	RESULTADOS	58
5.1	Testes de malha	59
5.2	Verificação numérica	62
5.3	Fluido newtoniano (FN)	70
5.4	Fluidos pseudoplásticos (PL)	71
5.5	Fluidos Herschel-Bulkley (HB)	75
5.6	Comparações com resultados existentes na literatura	78
5.7	Caracterização do comportamento dos escoamentos	83
5.8	Considerações finais acerca da execução do trabalho	89
6	CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	90
6.1	Sugestões para trabalhos futuros	90
	REFERÊNCIAS	92

1 INTRODUÇÃO

Inúmeras são as fontes de energia utilizadas pelo homem, entretanto o petróleo e o gás natural são amplamente empregados e possuem importância indiscutível no cenário econômico mundial. O petróleo e seus derivados estão presentes em diversas formas no cotidiano das pessoas, seja na forma de combustíveis, detergentes, cosméticos, plásticos ou outros.

Tendo em vista a crescente necessidade de obtenção de combustíveis fósseis, é imprescindível o estudo constante de meios eficazes para sua extração e produção. Uma pequena melhoria em um sistema pertencente à cadeia produtiva de petróleo e gás pode implicar em lucros da ordem de milhões de dólares.

O pré-sal, considerado uma das maiores descobertas de petróleo no território brasileiro, possui reservatórios situados cerca de seis quilômetros abaixo da superfície marinha, conforme ilustrado na Figura 1, e distantes até 300 quilômetros da costa.

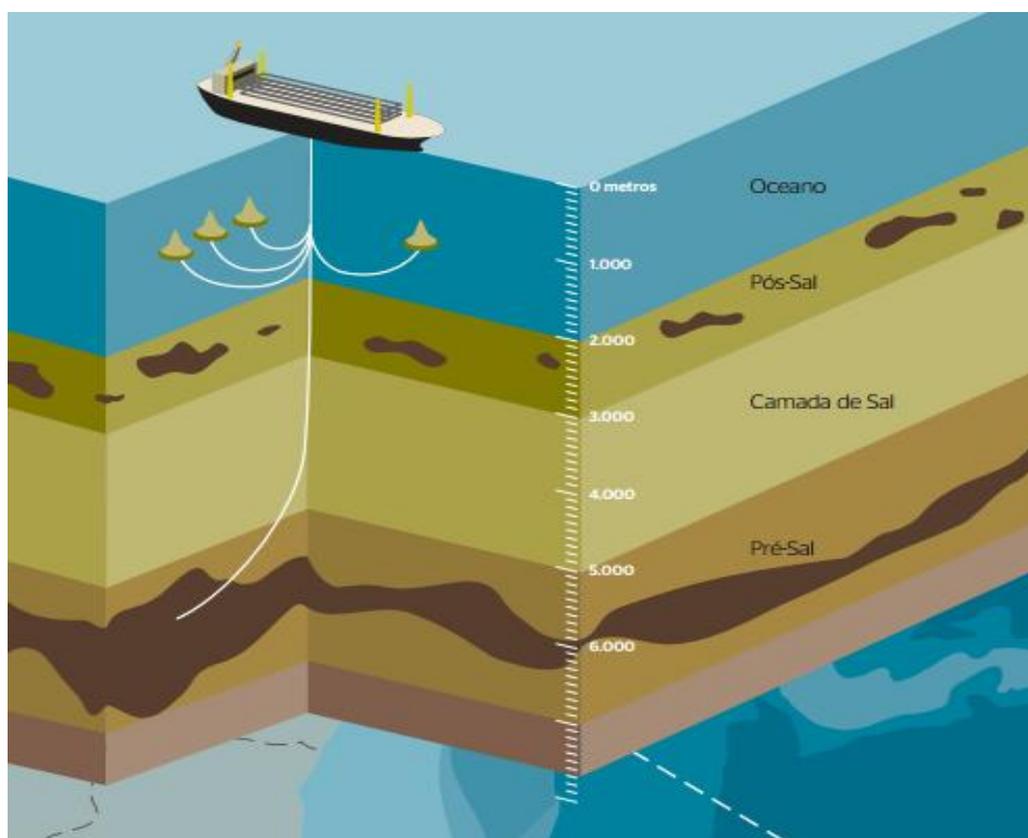


Figura 1 – Camadas geológicas e localização do pré-sal

Fonte: Petrobras (2007).

Tanto a exploração como a produção em águas profundas geram grandes desafios para viabilizar a atividade local. De acordo a Petrobras (2011), a diminuição dos custos e do tempo de perfuração de poços através de novas tecnologias e o aperfeiçoamento de procedimentos é um dos principais objetivos almejados pela sua campanha de investimento em programas tecnológicos.

1.1 Contexto do Tema

Dentre os vários segmentos da Engenharia de Petróleo, desde a formação até o processamento do fluido, destaca-se o da perfuração do poço. Diversos equipamentos elétricos e mecânicos são utilizados nessa etapa, o que justifica a demanda de sistemas adequados de geração e transmissão de energia. Se o cálculo da perda de carga do fluido de perfuração, o qual é bombeado para o poço através da coluna de perfuração, é superestimado, existe uma margem de gastos desnecessários vinculados ao fornecimento de uma energia superior à exigida no processo real; se, por outro lado, é subestimado, o sistema pode não funcionar da forma desejada.

A taxa de penetração ou simplesmente ROP (do inglês *Rate of Penetration*) possui influência direta na lucratividade da cadeia produtiva do petróleo. Quanto maior o avanço da broca, maior é a taxa de penetração, por conseguinte, maiores são os lucros. Considerando que a empresa extratora paga o aluguel de alguns equipamentos por hora/dia de uso, quanto menor o tempo gasto para perfurar o poço, menores são as despesas, além do que a etapa da produção é antecipada (PAIAMAN et al., 2009).

O fluido de perfuração é, por definição, qualquer fluido usado no auxílio da produção e remoção dos cascalhos gerados durante o processo de perfuração. Existem várias fórmulas para obtenção desse fluido, mas todas complexas visto suas inúmeras finalidades.

Thomas et al. (2004) destacam as principais funções do fluido de perfuração: estabilizar o poço, lubrificar e refrigerar a broca, controlar a pressão no poço para evitar o influxo de óleo e gás, promover a limpeza do fundo do poço (remoção dos cascalhos) e da broca, manter os cascalhos em suspensão quando a broca

ocasionalmente parar de funcionar e minimizar a corrosão da coluna de perfuração e seus equipamentos.

A fim de ser capaz de exercer todo esse conjunto de funções, o fluido de perfuração deve apresentar comportamento de fluido não newtoniano. Os principais modelos matemáticos encontrados na literatura para caracterizá-lo são os viscoplásticos e os viscoelásticos.

Além da grande influência na limpeza do fundo do poço, o fluido de perfuração tem implicação direta na ROP, que será tanto maior quanto menores forem a viscosidade, a massa específica e os componentes sólidos do fluido e maior for a taxa de filtragem (BOURGOYNE et al., 1991).

As geometrias de perfuração de poços variam consideravelmente, assim como a viscosidade dos fluidos de perfuração. Nesse contexto, as perdas de energia devido ao atrito do fluido viscoso ao escoar por uma tubulação rugosa e posteriormente atravessar uma contração merecem um estudo criterioso para serem bem determinadas, em especial nos bocais ejetores das brocas, onde as perdas de carga são maiores. A Figura 2 identifica uma região de contração pela qual o fluido de perfuração atravessa ao longo do seu sistema de circulação.

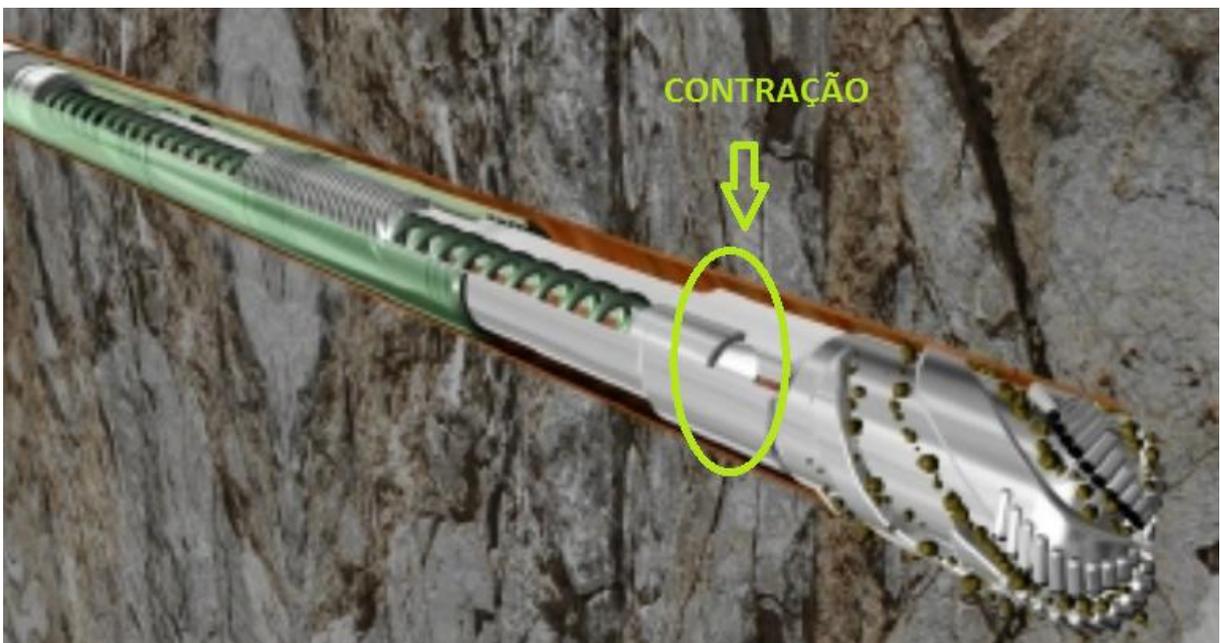


Figura 2 – Região de contração atravessada pelo fluido de perfuração
Adaptado de: Lesjöfors (2013).

O coeficiente de descarga vem a ser o fator que relaciona a vazão mássica real à vazão mássica ideal de um fluido ao atravessar uma seção (RIBEIRO, 2004). Aperfeiçoar o processo de perfuração pode estar relacionado à determinação correta do coeficiente de descarga nos ejetores das brocas, onde as perdas hidrodinâmicas constituem uma quantidade significativa de energia segundo Alegria (2011). Sendo assim, a estimativa dessa energia é primordial para dimensionar e especificar as condições de operação dos equipamentos de perfuração, evitando possíveis gastos desnecessários (PEREIRA; BARROZO; ATAÍDE, 2007).

Observações constataram que maximizar a força hidráulica total de impacto do jato de fluido contra o fundo do poço acarreta em melhor qualidade de limpeza. Tendo em vista que a quantidade de movimento se conserva, a energia do fluido ao sair pelo bocal é totalmente transferida para o fundo do poço (BOURGOYNE et al., 1991). Assim, maiores coeficientes de descarga implicam em maiores forças de impacto do jato e, portanto, maiores taxas de penetração.

Vale ressaltar que o escoamento através de contrações pode ser encontrado em diversos lugares, por exemplo: no próprio sistema de circulação do sangue dentro do corpo humano, em indústrias alimentícias e de injeção de polímeros, em sistemas de lubrificação. O coeficiente de descarga deve ser determinado em uma infinidade de situações onde há a descarga de fluidos.

1.2 Caracterização do Problema

Grande preocupação de muitas companhias petrolíferas é a medida precisa de um escoamento. A difícil determinação do coeficiente de descarga em bocais ejetores de brocas é um problema ainda sem solução no projeto de perfuração de um poço de petróleo e gás. Por falta de resultados precisos, torna-se necessário uma postura conservadora dos projetistas, a fim de garantir a perfuração da rocha no fundo do poço, ainda que as despesas sejam suplementares.

Compreender o comportamento do coeficiente de descarga em diferentes situações traz consigo a correta determinação da potência exigida para rotacionar a broca de tal forma a aumentar a taxa de penetração. Para se determinar o valor dessa taxa é necessário o conhecimento da real vazão mássica do fluido de

perfuração que passa pelos injetores da broca, certamente inferior à descarga ideal em decorrência das perdas.

Diversas obras podem ser encontradas apontando análises experimentais e numéricas dentro do contexto da determinação do coeficiente de descarga. Todavia, poucas são direcionadas a abordagens envolvendo diversos tipos de fluidos, diferentes razões de aspecto (razão entre o diâmetro do tubo maior e o diâmetro do tubo menor), também chamadas razões de contração, e números de Reynolds em um único projeto.

Ainda que um tubo circular com contração abrupta seja uma geometria simples, a dinâmica do escoamento de um fluido por um perfil desse tipo é bastante complexa e sem solução analítica. Sendo assim, faz-se necessário utilizar métodos experimentais e numéricos como soluções alternativas.

1.3 Objetivos

No presente trabalho é feita a determinação do coeficiente de descarga em ejetores de brocas de perfuração de poços de petróleo e gás a partir da obtenção de campos de velocidade, pressão e tensão de cisalhamento.

É utilizado o programa de Dinâmica de Fluidos Computacional (DFC) Ansys® PolyFlow para as simulações numéricas de fluidos newtonianos e não newtonianos escoando em regime laminar através de contrações abruptas axissimétricas. São obtidas curvas da variação do coeficiente de descarga em função de diferentes números de Reynolds, razões de aspecto e parâmetros reológicos dos fluidos.

Os resultados das simulações são comparados a dados teóricos e, sempre que possível, a valores experimentais obtidos no Laboratório de Ciências Térmicas (LACIT) da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR) com a finalidade de verificar os modelos.

1.4 Justificativa

Um dos requisitos contidos na norma ISO 5167-1 (INTERNATIONAL..., 2003), a qual fornece princípios e exigências relacionados a medidas de escoamento de fluidos em dutos de seção circular, é a precisão do coeficiente de descarga. Já a API Spec. 13D (AMERICAN..., 2006), dentre algumas recomendações de práticas

hidráulicas, estabelece padrões para a determinação da perda de pressão devido ao atrito para fluidos de perfuração escoando em tubos e anulares.

Além das exigências técnicas que definem a necessidade da determinação do coeficiente de descarga, existe também a questão econômica. A capacidade de quantificar as perdas de carga por atrito através de dados precisos permite a melhoria dos equipamentos, tornando-os mais eficientes. Do contrário, dados imprecisos podem influenciar em custos desnecessários à empresa ou mesmo a danificação do seu patrimônio.

Dentro do meio industrial, muitos são os maquinários projetados de modo a conter fluidos escoando por contrações (bocais, por exemplo). As perdas são inerentes, independente do sistema hidráulico, pois o fluido é viscoso e as tubulações são rugosas. Determiná-las experimentalmente, nem sempre é possível e adequado. A utilização de água em testes de laboratório para simular o comportamento de fluidos viscosos escoando com pequenos números de Reynolds é uma evidência da imprecisão de resultados. Nesse caso, a diferença de pressão é tão pequena que se torna difícil medi-la. Uma vez que os modelos numéricos se tornam cada dia mais precisos, justifica-se adotá-los em substituição a análises experimentais quando inadequadas (HOLLINGSHEAD et al., 2011).

Afora o apelativo caráter tecnológico deste trabalho, tem-se, sobretudo, a questão científica e inovadora. A discussão do coeficiente de descarga está prevista nas ementas do curso de Engenharia Industrial Mecânica, entretanto, ele é pouco discutido por questões de tempo. Da mesma forma, não é comum a um aluno de graduação vivenciar um projeto guiado por métodos numéricos e, em paralelo, possuir dados oriundos de abordagens teóricas e experimentais. Ser capaz de unir, interpretar todos os resultados, bem compará-los e verificar o modelo computacional é uma missão que demanda tempo, foco e conhecimento do assunto. O produto final é uma pesquisa rica e completa, ao passo que pessoalmente o aluno tem seu perfil técnico-científico mais bem desenvolvido.

1.5 Estrutura do Trabalho

O presente trabalho é composto por seis capítulos, sendo que o primeiro deles consiste na introdução, onde o tema é contextualizado, o problema é caracterizado e são apresentados objetivos e justificas referentes à execução do projeto.

O Capítulo 2 tem por finalidade expor tópicos essenciais de fundamentação teórica: escoamento através de ejetores de brocas de perfuração, Mecânica dos Fluidos, Reologia e parâmetros referentes a escoamento. Por fim, tem-se a revisão de estudos anteriores para conhecimento do estado da arte da área em estudo.

A modelagem matemática é discutida no Capítulo 3, no qual são encontradas a geometria, as condições de contorno, as hipóteses simplificadoras, as equações governantes e os parâmetros adimensionais adotados no projeto.

No Capítulo 4 consta a metodologia de solução, mas antes de ser apresentado o modelo numérico, existem breves descrições sobre a Dinâmica de Fluidos Computacional e o programa Ansys® PolyFlow.

Efetivamente no Capítulo 5 são apurados os resultados da solução do problema. Primeiramente é descrito como foram feitos os testes de malha e na sequência são exibidos dados da verificação numérica. Os coeficientes de descarga para os fluidos newtoniano, pseudoplástico e Herschel-Bulkley são expostos na forma de tabelas e curvas; em seguida, são feitas comparações com resultados existentes na literatura. Algumas imagens da etapa de pós-processamento são providas na seção de caracterização do comportamento dos escoamentos e, por fim, considerações finais acerca da execução do trabalho são elaboradas.

Conclusões sobre o projeto e os resultados alcançados fazem parte do escopo do Capítulo 6, onde também são sugeridos temas para trabalhos futuros.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Buscando um bom entendimento dos capítulos seguintes, assuntos correlacionados ao tema do trabalho são aqui abordados com relativo grau de detalhamento. Primeiramente é mostrado como se dá o escoamento através de ejetores de brocas de perfuração e em seguida são revisados conteúdos relevantes de Mecânica dos Fluidos e Reologia. Por fim, são apresentados alguns parâmetros referentes a escoamentos e o estado da arte da área em estudo.

2.1 Escoamento através de ejetores de brocas de perfuração

Essa seção analisará como se dá o escoamento do fluido ao atravessar os ejetores de brocas com jatos. Resumidamente, o sistema de circulação do fluido de perfuração consiste em ele ser succionado do tanque armazenamento, ou de lama conforme o esquema da Figura 3, para a coluna de perfuração. Em seguida, ele escoar para os canais existentes no interior da broca onde, depois de passar por diversas seções com contrações, é ejetado por orifícios na extremidade inferior da broca de forma a provocar jatos. Para finalizar o ciclo, o fluido retorna pelo anular, os sólidos que carrega consigo são extraídos com o uso de peneiras vibratórias (separador) e retorna ao tanque de armazenamento (MELO, 2008).

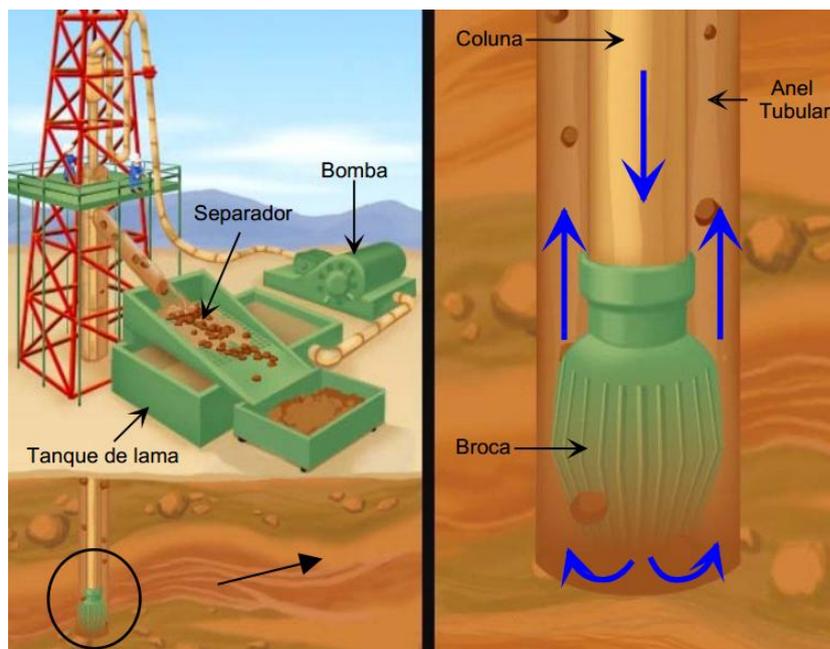


Figura 3 – Esquema representativo do processo de perfuração

Fonte: SEED (2008).

A Figura 4 apresenta um modelo de broca e a localização de seus orifícios, por onde o fluido de perfuração atravessa e são formados os jatos, responsáveis por auxiliar na trituração da rocha.

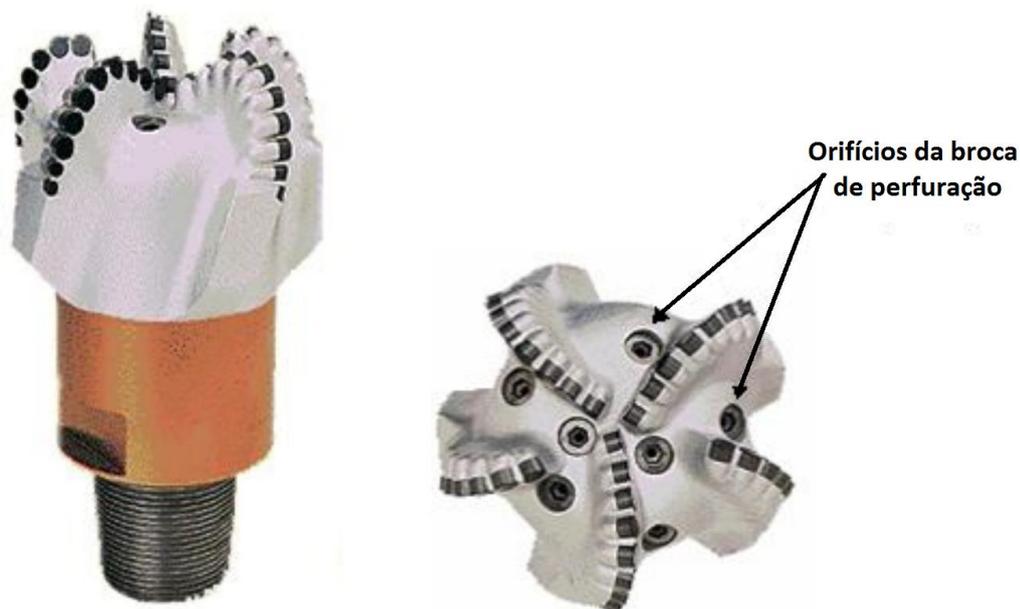


Figura 4 – Foto de um modelo de broca de perfuração

Fonte: Rocha (2008).

O jato de fluido permite melhorias significativas quanto à limpeza do fundo do poço e à refrigeração do equipamento e da estrutura de corte. Brocas sem bocais injetores não são capazes de remover os cascalhos com a mesma eficiência e ainda parte da sua vida útil é dedicada à trituração de fragmentos de rocha segundo Bourgoyne et al. (1991).

As aferições da taxa de penetração, do comportamento vibracional e da durabilidade da broca são possíveis ao se ter uma apurada compreensão da interação formação-broca. Modernos simuladores computacionais têm contribuído para que projetistas aprimorem os modelos de brocas existentes (PLÁCIDO; PINHO, 2009).

2.1.1 Perda de carga

A queda de pressão provocada por uma contração ou uma expansão na geometria da tubulação também é chamada de perda de carga localizada. Observe-se na prática que a presença da contração em um duto, conforme ilustra a Figura 5,

produz mudanças bruscas de direção e intensidade da velocidade de escoamento do fluido ocasionando uma rápida queda de pressão. Nas seções 1 e 3, o escoamento está completamente desenvolvido, já na seção 2, plano da *vena contracta*, o perfil de velocidades encontra-se alterado.

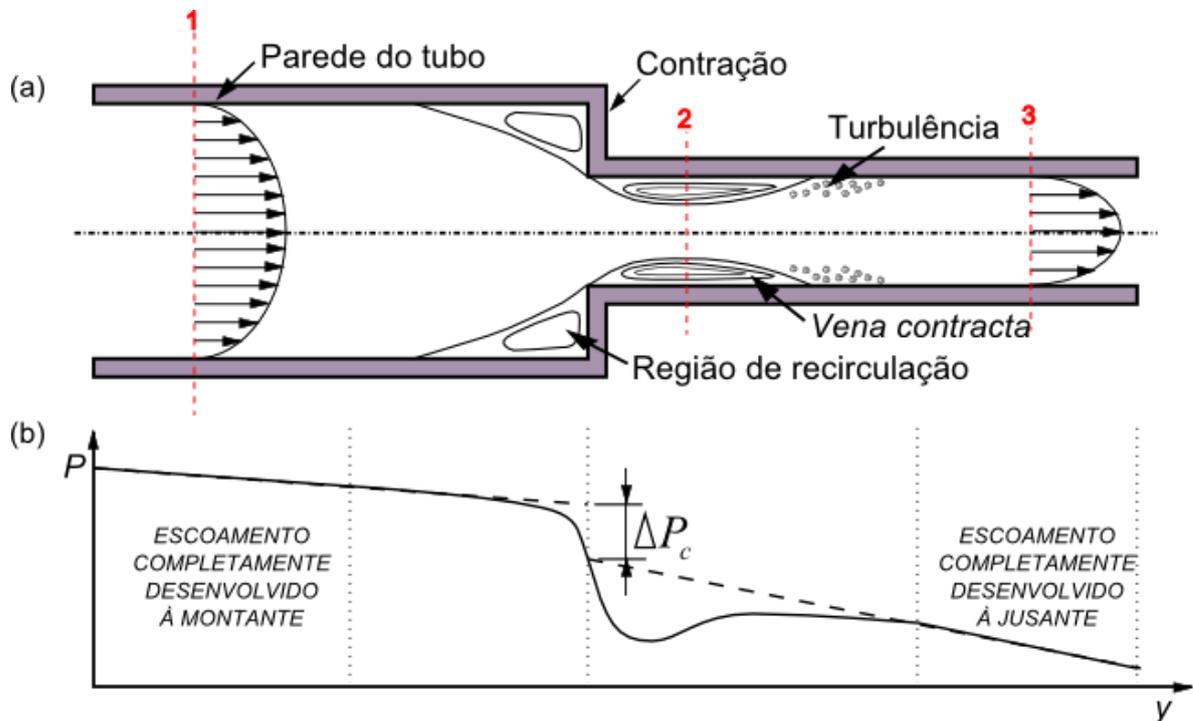


Figura 5 – Representação do escoamento de um fluido newtoniano através de uma contração abrupta: (a) características cinemáticas (b) distribuição da pressão evidenciando a queda de pressão na contração ¹

Conforme Palacios (2011), a “mudança brusca da velocidade do fluido produz regiões de separação no escoamento, as quais geram perdas de energia que são eventualmente dissipadas pela mistura caótica nas zonas separadas”. A zona localizada à jusante da contração é denominada *vena contracta*, onde a área de escoamento é mínima e há recirculação.

A presença da contração em um tubo circular causa, portanto, uma perturbação no escoamento; e uma forma de quantificar as perdas resultantes é através do conceito do coeficiente de descarga.

¹ Ilustrações e tabelas sem indicação de fonte foram compiladas pela própria aluna.

2.1.2 Coeficiente de descarga

Ao escoar através dos ejetores da broca, o fluido de perfuração sofre perda de carga devido a sua viscosidade e à rugosidade da tubulação. Descartar a hipótese de um escoamento invíscido implica a definição de um fator para as equações da vazão de modo a corrigir esses e outros efeitos: o coeficiente de descarga.

Por definição, o coeficiente de descarga, C_d , é a relação entre a vazão mássica real, \dot{m}_r , e a vazão mássica teórica, \dot{m}_t , obtida empregando a equação de Bernoulli para escoamento invíscido. Matematicamente ele pode ser representado pela Eq. (1).

$$C_d = \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}_t} \quad (1)$$

Para o escoamento de fluidos incompressíveis, cuja massa específica não varia, o coeficiente de descarga pode ser expresso em função da vazão volumétrica real, Q_r , e da vazão volumétrica teórica, Q_t , Eq.(2).

$$C_d = \frac{Q_r}{Q_t} \quad (2)$$

A vazão que se mede ou passa pela contração é a real e inexistindo a contração tem-se a vazão ideal. Quanto mais a alteração da geometria influencia e altera o escoamento, menor é o C_d .

Consoante com Ribeiro (2004), o coeficiente de descarga é função de diversos parâmetros, dentre os quais:

- ❖ Velocidade do escoamento (número de Reynolds);
- ❖ Perfil de velocidade na tubulação;
- ❖ Massa específica do fluido;
- ❖ Pressão diferencial gerada;
- ❖ Razão entre os diâmetros da tubulação e da contração (razão de aspecto); e,
- ❖ Geometria da contração.

A seguir, será deduzida uma correlação para cálculo do coeficiente de descarga em função das propriedades do fluido e das geometrias de um tubo circular contendo uma contração abrupta, conforme apresentado na Figura 5. As hipóteses simplificadoras são de escoamento: unidimensional, axissimétrico, em regime permanente, isotérmico, incompressível, invíscido, horizontal, com pressão estática constante ao longo das seções perpendiculares ao escoamento, laminar e completamente desenvolvido².

Da conservação da massa, sabe-se que a vazão mássica é a mesma para duas seções localizadas imediatamente antes e depois do plano de contração. Logo:

$$\frac{V_i}{V_o} = \frac{A_o}{A_i} = \left(\frac{d}{D}\right)^2 \quad (3)$$

em que V representa a velocidade média do escoamento e A , a área da seção transversal, cujos subíndices i e o se referem às seções a montante e a jusante do plano de contração; D é o diâmetro do tubo maior e d é o diâmetro do tubo menor.

Representando a razão de aspecto, razão entre o diâmetro de entrada e o de saída do tubo, pela letra grega β , tem-se:

$$\beta = \frac{D}{d} \quad (4)$$

A substituição da Eq. (4) na Eq. (3) resulta na Eq. (5).

$$\frac{V_i}{V_o} = \beta^{-2} \quad (5)$$

Aplicando a equação de Bernoulli nas seções em análise, lembrando que não há diferença de energia associada à diferença das alturas nas seções, obtém-se:

$$P_i + \frac{\rho V_i^2}{2} = P_o + \frac{\rho V_o^2}{2} \quad (6)$$

² Essas duas últimas hipóteses consideram que os escoamentos ao longo dos tubos de entrada e de saída não são alterados devido à presença da contração; é como se ela não existisse e o escoamento se desenvolvesse de forma independente.

em que P_i e P_o são as pressões estáticas do fluido nas seções i e o , respectivamente, e ρ é a massa específica do fluido. Rearranjando a Eq. (6) de forma a isolar a queda de pressão, chega-se a:

$$P_i - P_o = \frac{\rho}{2}(V_o^2 - V_i^2) = \frac{\rho V_o^2}{2} \left[1 - \left(\frac{V_i}{V_o} \right)^2 \right] \quad (7)$$

Substituindo a Eq. (5) na Eq. (7) e isolando V_o :

$$V_o = \sqrt{\frac{2}{1 - \beta^4} \frac{P_i - P_o}{\rho}} \quad (8)$$

O termo $P_i - P_o$ é a própria queda de pressão na contração e, deste ponto em diante, será substituído por ΔP_c . Na Figura 5(b) foi mostrada a distribuição da pressão ao longo do tubo evidenciando essa queda de pressão, a qual é calculada fazendo a diferença entre os valores de pressão de dois pontos situados imediatamente antes e após a contração, respectivamente. Dessa forma, é menosprezada a perda de carga que haveria entre esses pontos caso o escoamento continuasse completamente desenvolvido.

Voltando à Eq. (2) e substituindo os termos das vazões volumétricas pelo produto da área pela velocidade na seção à jusante da contração, encontra-se:

$$C_d = \frac{A_o V_r}{A_o V_o} \quad (9)$$

em que V_r é a velocidade real do fluido na seção a jusante do plano de contração. Na realidade, tem-se um perfil de velocidades que vai se desenvolvendo ao longo do tubo, esse valor será mais adiante substituído pela velocidade média na seção.

Simplificando o termo referente à área na Eq. (9) e combinando com a Eq. (8), chega-se à seguinte expressão para cálculo do coeficiente de descarga em função dos parâmetros do problema:

$$C_d = V_r \sqrt{\frac{\rho}{2\Delta P_c}} \sqrt{1 - \beta^4} \quad (10)$$

O termo $\sqrt{1-\beta^4}$ também é conhecido na literatura por *fator velocidade de aproximação*.

Ao observar a Eq. (10), nota-se que quanto maior a velocidade de saída de um jato ao atravessar um ejetor, maior o coeficiente de descarga. Da 2ª Lei de Newton, sabe-se que a força é proporcional à velocidade, logo, quanto maior o coeficiente de descarga, maior será a força hidráulica de impacto, por conseguinte, maior é a taxa de penetração (BOURGOYNE et al., 1991).

Usualmente, a broca possui quantidades iguais de bocais e cones. Se existe mais de um bocal, conforme o esboço da Figura 6, a perda de pressão na contração deve ser a mesma em cada bocal. Da mesma forma, as velocidades do jato na saída da broca são as mesmas e, por conseguinte, o coeficiente de descarga.

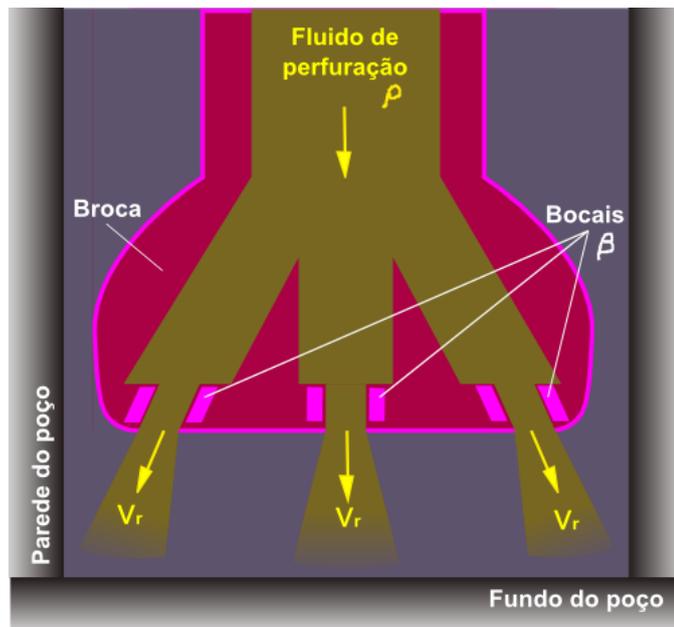


Figura 6 – Representação do escoamento do fluido de perfuração através de uma broca com três bocais injetores

2.2 Mecânica dos Fluidos

Conhecer a Mecânica dos Fluidos é essencial para o estudo da hidráulica da perfuração. Assim sendo, o objetivo dessa seção é fazer uma rápida revisão de alguns conceitos elementares para embasar as formulações subsequentes.

Os três estados básicos da matéria são: sólido, líquido e gasoso. Um sólido apresenta certa rigidez e segue leis que descrevem a alteração de seu volume,

tamanho ou forma; já os fluidos (líquidos e gases) escoam – deformação contínua – e suas leis propõem a variação contínua da taxa ou grau de deformação em função das forças ou tensões aplicadas. Os gases são caracterizados por sua elevada tendência à compressão/expansão quando há variação de temperatura ou pressão, enquanto os líquidos são bem menos compressíveis (MACHADO, 2002).

Segundo White (2002), os problemas de escoamento de fluidos devem ser resolvidos de forma a atender às leis básicas da mecânica, relação de estado termodinâmico e condições de contorno envolvidas:

- ❖ Conservação da massa (continuidade);
- ❖ Conservação da quantidade de movimento;
- ❖ Conservação da energia;
- ❖ Uma relação de estado, por exemplo: $\rho = \rho(p, T)$;
- ❖ Condições de contorno nas interfaces, nas entradas e nas saídas.

No caso de escoamentos isotérmicos, onde transferências de calor são negligenciadas, apenas as duas primeiras leis básicas precisam ser utilizadas na solução do problema. As Eqs. (11) e (12) descrevem, respectivamente, a aplicação da conservação da massa (CM) e da quantidade de movimento (CQM) a um volume de controle diferencial independentemente do sistema de coordenadas.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (11)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (12)$$

Nas expressões acima, t é o tempo, \mathbf{V} é o vetor velocidade, \mathbf{g} é o vetor aceleração da gravidade, p é a pressão, $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor das tensões atuando sobre o elemento fluido e $\frac{D\mathbf{V}}{Dt}$ é a derivada *material* que descreve a taxa temporal de variação da velocidade da perspectiva de um observador movendo-se com o fluido.

A Eq. (13) apresenta o operador vetorial ∇ expresso em coordenadas cilíndricas, tal que r se refere à direção radial; θ , à direção azimutal; z , à direção longitudinal; e \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_θ e \mathbf{e}_z são os versores respectivos a essas direções.

$$\nabla(\) = \frac{\partial(\)}{\partial r} \mathbf{e}_r + \frac{\partial(\)}{\partial \theta} \mathbf{e}_\theta + \frac{\partial(\)}{\partial z} \mathbf{e}_z \quad (13)$$

A Eq. (14) apresenta a expansão da Eq. (11) e as Eqs. (15), (16) e (17), expansões da Eq. (12) no sistema de coordenadas cilíndrico, o mais conveniente a ser adotado para a presente situação.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r V_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho V_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial(\rho V_z)}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

$$\rho \left(\frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{V_\theta^2}{r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) = \rho g_r - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \tau_{rr})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \quad (15)$$

$$\rho \left(\frac{\partial V_\theta}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_r V_\theta}{r} + V_z \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right) = \rho g_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \tau_{r\theta})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta\theta}}{\partial \theta} + \frac{\tau_{\theta r} - \tau_{r\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} \quad (16)$$

$$\rho \left(\frac{\partial V_z}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \tau_{rz})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \quad (17)$$

2.2.1 Tensão e taxa de deformação

De acordo com Fox, McDonald e Pritchard (2006), a forma como as forças de superfície atuando sobre as fronteiras de um fluido são transmitidas através desse meio é descrita em função do conceito de tensão.

A Eq. (18) mostra que a tensão gerada na superfície de uma partícula fluida, τ_{ij} , é proporcional à força resultante na direção j , δF_j , e inversamente proporcional à área de direção normal i , δA_i , quando essa tende a zero:

$$\tau_{ij} = \lim_{\delta A_i \rightarrow 0} \frac{\delta F_j}{\delta A_i} \quad (18)$$

Se $i = j$, a tensão é chamada normal; se $i \neq j$, a tensão é dita cisalhante. Tensões normais atuando em um fluido geram deformações normais, enquanto que tensões cisalhantes geram deformações cisalhantes. A taxa de deformação, $\dot{\gamma}_{ij}$, é definida como a razão entre a deformação e o intervalo de tempo que ela leva para ocorrer.

2.2.2 Viscosidade

A viscosidade é uma importante variável que caracteriza diferentes comportamentos e seu conceito está vinculado à resistência do fluido ao escoamento.

Ao ser submetido a tensões cisalhantes, o fluido começa a se mover a uma taxa de deformação inversamente proporcional à viscosidade. Fox, McDonald e Pritchard (2006) citam que existem inúmeras propostas de equações empíricas para modelar essas relações. Na maioria dos problemas de engenharia considerados unidimensionais, emprega-se o seguinte modelo exponencial:

$$\tau_{ij} = k\dot{\gamma}_{ij}^n \quad (19)$$

em que k é o índice de consistência do fluido (termo vinculado à viscosidade) e n é chamado índice de comportamento do escoamento.

2.3 Reologia

A reologia é a ciência que estuda como a matéria escoar e se deforma quando submetida a esforços originados por forças externas. A equação matemática que descreve a variação da tensão de cisalhamento em função da taxa de cisalhamento é chamada de modelo reológico. Como os fluidos podem assumir diferentes comportamentos reológicos, convencionou-se classificá-los em grupos de características semelhantes (Figura 7).

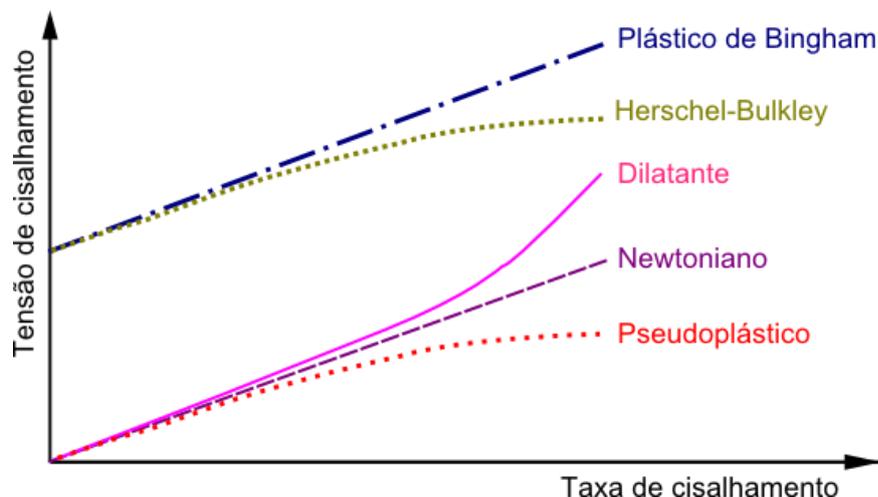


Figura 7 – Comportamento reológico de fluidos não newtonianos independentes do tempo versus fluidos newtonianos

2.3.1 Fluidos newtonianos

O fluido cujo padrão de escoamento evidencia uma proporcionalidade direta entre a tensão de cisalhamento e a taxa de cisalhamento e que tem sua viscosidade somente influenciada pela temperatura e pressão é denominado newtoniano, FN.

A lei de Newton da viscosidade descreve esses fluidos e pode ser obtida ao fazer $n=1$ e $k=\mu$ na Eq. (19). Então,

$$\tau_{ij} = \mu \dot{\gamma}_{ij} \quad (20)$$

em que a constante de proporcionalidade μ é chamada viscosidade dinâmica (ou absoluta). Uma vez que a taxa de cisalhamento não influencia a viscosidade dos fluidos newtonianos, Eq. (21), tem-se uma constante.

$$\mu(\dot{\gamma}) = \text{cte} \quad (21)$$

2.3.2 Fluidos não newtonianos

Fluidos não newtonianos são todos aqueles que se comportam de tal forma que a tensão de cisalhamento não é diretamente proporcional à taxa de deformação. De acordo com o perfil de variação da viscosidade em função da taxa de cisalhamento, podem ser classificados em: viscoelásticos, dependentes do tempo e independentes do tempo.

Fluidos não newtonianos independentes do tempo são bem descritos pela formulação dos fluidos newtonianos generalizados (FNG), Eq. (22). O termo viscoso é representado por η e denominado viscosidade aparente, a qual é função da taxa de deformação imposta, para não haver confusão com a viscosidade dinâmica dos fluidos newtonianos (BIRD; ARMSTRONG; HASSAGER, 1987).

$$\tau_{ij} = \eta(\dot{\gamma}) \dot{\gamma}_{ij} \quad (22)$$

Nota-se que a expressão para os FNG é redutível ao modelo de fluido newtoniano quando a viscosidade não é função da taxa de cisalhamento.

2.3.2.1 Fluido Lei de Potência

Fluidos que seguem a Lei de Potência (*Power Law*), PL, são independentes do tempo, mas dependentes da tensão de cisalhamento. Além disso, pode-se observar

na Figura 7 que para taxas de cisalhamento baixas, esses fluidos possuem comportamento similar ao dos fluidos newtonianos.

A Lei de Potência é um modelo que necessita de apenas dois parâmetros para definir o comportamento da viscosidade em função da taxa de cisalhamento, conforme mostra a Eq. (23):

$$\eta(\dot{\gamma}) = k\dot{\gamma}^{n-1} \quad (23)$$

Fluidos cuja viscosidade diminui com o aumento de $\dot{\gamma}$ são chamados pseudoplásticos ($n < 1$) já aqueles que têm sua viscosidade aparente aumentada com $\dot{\gamma}$ são denominados dilatantes ($n > 1$).

2.3.2.2 Fluido de Bingham

O fluido de Bingham, ou Plástico de Bingham, PB, necessita ser submetido a um valor mínimo de tensão de cisalhamento para começar a escoar. Acima desse valor ele tem sua estrutura alterada, comportando-se como um fluido newtoniano, já abaixo desse limite, o comportamento é similar ao de um sólido segundo Barnes (1999). Essas características de comportamento plástico e viscoso justificam a presença do fluido de Bingham na categoria dos fluidos viscoplásticos.

Uma relação simples a qual faz uso de dois parâmetros para definir o comportamento da viscosidade do fluido de Bingham em função da taxa de cisalhamento é apresentada na Eq. (24).

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}_{ij}} + \mu_0 \quad (24)$$

em que τ_0 é a tensão limite de escoamento e μ_0 é chamada viscosidade plástica. Pode-se observar que quando $\tau_0 = 0$ o modelo volta a representar os fluidos newtonianos. Para situações na qual $|\tau_{ij}| < |\tau_0|$, a viscosidade aparente tende a valores bastante elevados.

Considerando que o fluido de Bingham só escoar na condição $|\tau_{ij}| > |\tau_0|$, a taxa de cisalhamento influencia a tensão cisalhante conforme a Eq. (25) (CHHABRA; RICHARDSON, 1999).

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \tau_0 + \mu_0 \dot{\gamma}_{ij} & \text{para } |\tau_{ij}| > |\tau_0| \\ \dot{\gamma}_{ij} &= 0 & \text{para } |\tau_{ij}| < |\tau_0| \end{aligned} \quad (25)$$

2.3.2.3 Fluido Herschel-Bulkley

O fluido Herschel-Bulkley, HB, apresenta características plásticas e viscosas dependendo da tensão cisalhante ao qual é submetido, portanto, pertence à categoria dos viscoplásticos. Abaixo da tensão limite de escoamento, τ_0 , ele reage da mesma forma que o fluido de Bingham, comportando-se como um sólido elástico, e acima, escoo como os fluidos pseudoplásticos.

Chhabra e Richardson (1999) esclarece o seguinte: fluidos viscoplásticos são formados por estruturas tridimensionais de uma rigidez suficiente capaz de resistir a qualquer tensão externa inferior à τ_0 e, portanto, oferecem uma grande resistência ao escoamento, embora possam ainda deformar-se elasticamente. Para níveis de tensão superiores a τ_0 , no entanto, a estrutura quebra e a substância se comporta como um material viscoso.

Steffe (1992) apresenta uma relação geral para descrever o comportamento da viscosidade dinâmica de fluidos HB em função da taxa de cisalhamento:

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}_{ij}} + k \dot{\gamma}^{n-1} \quad (26)$$

A Eq. (26) evidencia uma generalização do modelo constitutivo do fluido de Bingham com base em três parâmetros necessários para definir a viscosidade do fluido HB: a tensão limite de escoamento, o índice de consistência e o índice de potência. A formulação matemática volta a representar o fluido de Bingham se $n = 1$ e o fluido pseudoplástico se $\tau_0 = 0$; satisfazendo as duas condições, tem-se o fluido newtoniano.

Da mesma forma que ocorre para o fluido de Bingham, a viscosidade do fluido Herschel-Bulkley é muito alta para $|\tau_{ij}| < |\tau_0|$. Para a condição na qual o fluido escoo, sua tensão cisalhante pode ser calculada pela equação subsequente de acordo com Chhabra e Richardson (1999).

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \tau_0 + k(\dot{\gamma}_{ij})^n & \text{para } |\tau_{ij}| > |\tau_0| \\ \dot{\gamma}_{ij} &= 0 & \text{para } |\tau_{ij}| < |\tau_0| \end{aligned} \quad (27)$$

As simulações computacionais deste projeto farão análises considerando o escoamento de fluidos: newtonianos, pseudoplásticos e Herschel-Bulkley, por isso eles são abordados com mais detalhes.

2.4 Parâmetros de escoamentos

Tendo sido apresentadas as características reológicas dos fluidos, agora são definidos os principais parâmetros referentes aos escoamentos.

2.4.1 Velocidade média

O perfil de velocidades de um escoamento em um tubo circular depende do fluido, mas nem sempre esse perfil é de interesse em problemas de engenharia. Para o cálculo do coeficiente de descarga, por exemplo, é necessário conhecer o valor da velocidade média, a qual pode ser escrita como função da velocidade máxima na saída do tubo, $V_{m\acute{a}x}$, localizada no eixo axial para os casos estudados.

A velocidade média de fluidos newtonianos, \bar{V}_{FN} , é obtida com a Eq. (28).

$$\bar{V}_{FN} = \frac{V_{m\acute{a}x}}{2} \quad (28)$$

Com a Eq.(29) calcula-se a velocidade média de fluidos pseudoplásticos, \bar{V}_{PL} .

$$\bar{V}_{PL} = V_{m\acute{a}x} \left(\frac{n+1}{3n+1} \right) \quad (29)$$

Lembrando que os fluidos HB são viscoplásticos, os parâmetros do seu escoamento devem considerar somente a região cisalhada, ou seja, no espaço anular compreendido entre o raio externo do tubo, R , e o raio de plugue (ou raio crítico), r_p . Sendo $(\Delta p/L)$ a queda de pressão linear ao longo de um tubo de comprimento L , o raio de plugue pode ser calculado utilizando a Eq. (30).

$$r_p = \frac{2\tau_0}{\left(\Delta p/L\right)} \quad (30)$$

Assim, a Eq. (31) fornece a velocidade média de fluidos Herschel-Bulkley, \bar{V}_{HB} .

$$\bar{V}_{HB} = V_{m\acute{a}x} (n+1) \left[\frac{\left(1 - \frac{r_p}{R}\right)^2}{3n+1} + \frac{2r_p \left(1 - \frac{r_p}{R}\right)}{R(2n+1)} + \frac{\left(\frac{r_p}{R}\right)^2}{n+1} \right] \quad (31)$$

2.4.2 Número de Reynolds

O número de Reynolds, Re , é um parâmetro adimensional utilizado para determinar o regime de um escoamento ao relacionar a magnitude das forças inerciais sobre as forças viscosas desse escoamento.

Quanto mais as forças viscosas dominam o padrão do escoamento de um fluido, maior a tendência do regime ter característica laminar, já quando as forças inerciais são determinantes, o regime tende a ser turbulento. Em geral, se essas duas forças têm influências similares, tem-se um regime de transição.

Fluidos newtonianos de massa específica ρ , viscosidade dinâmica μ e escoando com velocidade média \bar{V}_{FN} em um tubo circular de diâmetro D tem seu número de Reynolds expresso por:

$$Re_{FN} = \frac{\rho \bar{V}_{FN} D}{\mu} \quad (32)$$

O valor do número de Reynolds crítico para esses fluidos, $(Re_{FN})_c$, é fornecido na Eq. (33). Acima desse valor, o perfil de velocidades no tubo deixa de ser parabólico, visto que as forças viscosas do fluido são incapazes de suportar os movimentos de flutuação aleatória e o escoamento torna-se turbulento.

$$(Re_{FN})_c = 2300 \quad (33)$$

Metzner e Reed (1955) propuseram a seguinte solução para cálculo do número de Reynolds de fluidos não newtonianos do tipo Lei de Potência:

$$Re_{PL} = \frac{\rho \bar{V}_{PL} D}{k \left(\frac{8\bar{V}}{D}\right)^{n-1} \left(\frac{3n+1}{4n}\right)^n} \quad (34)$$

Diferentemente dos fluidos newtonianos, os fluidos LP não possuem um valor único para limitar o regime laminar, devido à forte dependência do número de Reynolds em relação ao índice de comportamento do escoamento.

Com base em dados experimentais, Mishra e Tripathi (1971) desenvolveram uma fórmula, Eq. (35), para o cálculo do Reynolds crítico dos fluidos LP, $(Re_{LP})_c$. Considera-se que a partir do valor calculado, inicia-se a transição do escoamento.

$$(Re_{PL})_c = 2100 \frac{(4n+2)(5n+3)}{3(3n+1)^2} \quad (35)$$

O número de Reynolds para o fluido HB é obtido em função dos índices de consistência e de comportamento do escoamento, como mostra a Eq. (36).

$$Re_{HB} = \frac{\rho \bar{V}_{HB}^{2-n} D^n}{8^{n-1} k \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n} \quad (36)$$

Quando $n=1$, nota-se que ambas as Eqs. (34) e (36) retornam à Eq. (32), dos fluidos newtonianos, com $k = \mu$, como esperado.

Consoante com Chhabra e Richardson (1999), somente a região de escoamento efetivo do fluido HB apresenta forças viscosas. Sendo assim, o número de Reynolds crítico, $(Re_{HB})_c$, deve ser formulado de forma a considerar somente esse volume. A Eq. (37) revela essa consideração utilizando-se de termos com o subíndice an para se referir à região anular.

$$(Re_{HB})_c = \frac{8\rho \bar{V}_{an}^2}{\tau_0 + m \left(\frac{8\bar{V}_{an}}{D_{an}} \right)^n} = 2300 \quad (37)$$

em que: $\bar{V}_{an} = \frac{Q-Q_p}{\pi(R^2-r_p^2)}$ e $D_{an} = 2(R-r_p)$. Os subíndices “ p ” dizem respeito à região de plugue (região central), onde não há escoamento, e Q é a vazão volumétrica. Dessa forma, se $(Re_{HB})_c \geq 2300$, o escoamento deixa de ser laminar.

2.4.3 Fator de atrito

O fator de atrito, f , estabelece o efeito da rugosidade sobre o atrito. White (2002) apresenta a correlação de Darcy para escoamentos em regime laminar de fluidos newtonianos, a qual é somente função do número de Reynolds:

$$f_{FN} = \frac{64}{\text{Re}_{FN}} \quad (38)$$

Uma equação bastante similar é proposta por Malin (1997) para o cálculo do fator de atrito de fluidos regidos pela Lei de Potência. Para o caso em que $n=1$ na Eq. (34) do Re_{PL} , a Eq. (39) se reduz à formulação do FN.

$$f_{PL} = \frac{16}{\text{Re}_{PL}} \quad (39)$$

Malin (1998) fornece outra expressão para fluidos Herschel-Bulkley, Eq. (40), a qual se utiliza do termo ψ para considerar a plasticidade presente no escoamento.

$$f_{HB} = \frac{16}{\psi \text{Re}_{HB}} ; \quad \psi = (1+3n)^n (1-r_p/R)^{1+n} \left[\frac{(1-r_p/R)^2}{1+3n} + \frac{2r_p(1-r_p/R)}{R(1+2n)} + \frac{(r_p/R)^2}{1+n} \right]^n \quad (40)$$

2.4.4 Tensão de cisalhamento na parede

Como já descrito anteriormente, os fluidos escoam quando submetidos a tensões. Uma vez que a tensão de cisalhamento é máxima na parede do tubo, τ_p , circular de raio R , a Eq. (41) torna-se muito útil em cálculos de dinâmica de fluidos.

$$\tau_p = \frac{R}{2} \frac{dp}{dy} \quad (41)$$

2.4.5 Número de Hedstrom

O número de Hedstrom, He , é um importante parâmetro adimensional utilizado para quantificar a magnitude das forças plásticas em relação às viscosas no escoamento de fluidos viscoplásticos, Eq. (42).

$$He = \frac{\rho D^2 \tau_0^{(2/n-1)}}{k^{(2/n)}} \quad (42)$$

De acordo com (MALIN, 1998), quando $He = 0$, tem-se o caso de um fluido Lei de Potência e quando $n = 1$, tem-se o Plástico de Bingham.

2.5 Revisão de estudos anteriores

O escoamento de fluidos através de contrações está presente em quase todos os campos da mecânica. Ainda que Boger (1987) defenda ser esse um problema resolvido, pelo menos para fluidos newtonianos e pseudoplásticos, assim como muitos pesquisadores, Sisavath et al. (2002) concordam que são grandes as divergências encontradas entre resultados experimentais, analíticos e numéricos da literatura.

A correta caracterização de escoamentos em contrações é determinante para o desempenho eficaz de sistemas, daí a grande necessidade de serem realizados estudos voltados ao tema. Na sequência, uma breve revisão de estudos realizados até o momento relatados em ordem cronológica de publicação.

Johansen (1930) elaborou um estudo experimental de escoamentos através de orifícios com diferentes razões de aspecto. Água, óleo mineral e óleo de mamona foram submetidos a uma ampla faixa de número de Reynolds ($1 \leq Re \leq 25000$) em condições similares a da injeção de corantes. Fatores importantes foram identificados na curva da variação do coeficiente de descarga em função da raiz quadrada do número de Reynolds:

- $Re < 10$ – C_d aumenta linearmente
- $Re > 250$ – aumento não linear do C_d até um valor máximo
- $Re > 2000$ – C_d diminui devido ao aparecimento de vórtices até atingir um valor constante no regime turbulento

Duda e Vrentas (1973) avaliaram o escoamento de um fluido Lei de Potência partindo com baixos números de Reynolds de um reservatório e entrando em um tubo circular. Os resultados consistiram em uma relação analítica para a queda de pressão e uma curva do comprimento de entrada em função do índice do comportamento do escoamento.

Investigações numéricas com base em diferenças finitas e experimentais (técnica de Velocimetria Laser – LDA) do escoamento laminar de fluido newtoniano

em tubos com $\beta=1,87$ foram realizadas por (DURST; LOY, 1985) no objetivo de melhor compreender e corretamente determinar a perda de pressão nessa região de descontinuidade geométrica. Os gráficos e tabelas resultantes mostraram que o perfil de velocidade a montante do plano de contração se afasta do perfil parabólico cerca de uma vez o diâmetro do tubo maior e forma-se uma pequena região separada, dependente do número de Reynolds, no canto onde se cruzam os planos da parede do tubo e da contração. Também, foi identificado um pico de velocidade imediatamente após a contração e, com o aumento do número de Reynolds, um aumento na região de separação formada a jusante.

Visando prever a cinemática do movimento e a queda de pressão em escoamento através de contrações, Boger (1987) desenvolveu um trabalho fazendo uso das equações do movimento e uma equação constitutiva apropriada para definir o tensor de tensões. São explicitadas soluções analíticas adimensionais contidas na literatura para cálculo do comprimento de entrada, Eq. (43), tal que $\beta \geq 2$, e da queda de pressão na contração, Eq. (44), tal que $\beta \geq 4$. Ambas as expressões são válidas para fluidos newtonianos, Re é calculado no tubo menor, L_e/R representa o comprimento de desenvolvimento adimensional a partir do plano de contração e $\frac{\Delta P_{en}}{2\tau_p}$ é a queda de pressão adimensional devido à contração.

$$\frac{L_e}{R} = 0,49 + 0,11 Re_{FN} \quad (43)$$

$$\frac{\Delta P_{en}}{2\tau_p} = 0,0725 Re_{FN} + 0,69 \quad (44)$$

Uma correlação própria, Eq. (45), é fornecida para a queda de pressão adimensional no escoamento de fluidos pseudoplásticos por contrações onde $\beta \geq 4$. É reforçado que a proposta de solução é dependente do número de Reynolds generalizado para fluidos PL, do coeficiente de perda C' e da correlação de Couette n_c' . Os valores desses coeficientes em função do índice de potência são encontrados na Tabela 1.

$$\frac{\Delta P_{en}}{2\tau_p} = (C'+1) \frac{Re_{PL}}{32} + n_c' \quad (45)$$

Tabela 1 – Valores do coeficiente de perda e da correção de Couette em função do índice de potência – Adaptado de Boger (1987)

n	C'	n_c'
1,0	1,33	0,58
0,9	1,25	0,64
0,8	1,17	0,70
0,7	1,08	0,79
0,6	0,97	0,89
0,5	0,85	0,99
0,4	0,70	1,15

Binding (1988) tentou explicar melhor o mecanismo envolvido no escoamento de fluidos ao atravessar uma contração em canal retangular e tubo circular axissimétrico. Algumas considerações foram feitas para o desenvolvimento da análise matemática e observou-se que a formação de vórtices pode ser encarada como um mecanismo de alívio de tensão. Além disso, a queda de pressão imediatamente anterior à contração é dominada por propriedades cisalhantes.

Salas-Valerio e Steffe (1990) avaliaram a influência dos parâmetros reológicos do fluido Lei de Potência na determinação do coeficiente de descarga de escoamentos axissimétricos através de contrações. Foi salientado que o C_d aumenta com o Re em regime laminar, mas se mantém constante em regime turbulento e o C_d diminui com o aumento do índice de consistência do fluido, k .

Sahin e Ceyhan (1996), através de análises numéricas e experimentais, exploraram o escoamento de fluidos newtonianos através de orifícios em placas com $\beta=2$ e $1 \leq Re \leq 150$. Os autores propuseram uma equação para cálculo do coeficiente de descarga, Eq. (46), a qual tem boa concordância (dentro de 5%) com dados de Johansen (1930), Nigro, Strong e Alpay (1978), Alvi, Shridharan e Lakshmana Rao (1978) e Ntamba (2011).

$$C_{d_{FN}} = \beta^2 \sqrt{\frac{\rho V_{máx,e}}{8\Delta P_c}} \sqrt{1 - \beta^{-4}} \quad (46)$$

em que $V_{máx,e}$ é a velocidade máxima do escoamento na seção de entrada.

O escoamento de um fluido viscoplástico através de uma contração com diferentes números de Reynolds foi estudado por Hammad e Vradis (1996). Os autores concluem que o aumento de número de Reynolds implica em uma menor região de circulação e, por mais que tenham avaliado somente o caso $\beta = 4$, citam de outros estudos que essa região diminui com o aumento da razão de contração.

Um estudo experimental de escoamento viscoso em contração foi executado por McNeil, Addlesee e Stuart (1999). Alguns dos resultados obtidos para o fluido pseudoplástico escoando através de bocais e placas de orifícios mostram uma relação parabólica do coeficiente de descarga em função do número de Reynolds para o regime laminar.

O programa Ansys[®] PolyFlow foi adotado por Jay, Magnin e Piau (2001) para simular o escoamento de fluidos Herschel-Bulkley em uma expansão em um tubo circular com diâmetro de saída quatro vezes maior que o de entrada. Os dados obtidos mostraram que quanto menor n , menores o raio crítico e a região de recirculação na contração.

Ozalp et al. (2007) se utilizaram da técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV) para medir a velocidade da água escoando em um tubo circular com $\beta = 4$. Após o tratamento das imagens, foi possível observar a mudança no perfil da velocidade axial, a princípio côncavo, mas tendendo a um ponto de inflexão ao se aproximar da contração. Também nessa região, pode-se notar desaceleração do fluido na região da parede do tubo menor e uma aceleração no eixo axial. Como esperado, os autores comprovaram que as velocidades axiais são máximas no plano da contração.

A determinação da perda de carga de fluidos de perfuração no escoamento através de acessórios especiais (*tool joints*, estabilizador e ejetores)³ consistiu na dissertação desenvolvida por Rocha (2008). Uma unidade piloto foi construída mantendo-se as similaridades dinâmica e geométrica a fim de simular o sistema de prospecção de petróleo. Os resultados experimentais foram comparados com

soluções numéricas obtidas no programa Ansys® Fluent, onde o modelo Lei de Potência foi adotado para representar o comportamento reológico dos fluidos. Dentre diversos resultados e conclusões, os valores encontrados para os coeficientes de descarga nos ejetores estavam de acordo com a literatura.

Fruto de extensivos trabalhos experimentais, Scheid et al. (2009) apresentaram uma metodologia para estimativa das perdas por atrito do escoamento de fluidos de perfuração em tubos circulares, anulares e acessórios. Foram analisados fluidos cujo comportamento reológico é representado por: Casson, Bingham, Ostwald de Waele, Herschell Bulkley e Robertson-Stiff tanto para escoamentos em regime laminar como turbulento. Além de outros resultados, obtiveram alguns coeficientes de descarga para ejetores de brocas com diferentes diâmetros e fluidos.

Rahman, Biswas e Mahfuz (2009) realizaram um experimento para quantificar o efeito do número de Reynolds e da razão de aspecto no coeficiente de descarga de um medidor tipo placa com orifícios. Os autores notaram que o C_d tem uma variação linear decrescente com o aumento de β e que o valor de β exerce muito mais influência em número de Reynolds menores do que em maiores.

Um escoamento laminar, permanente, incompressível e isotérmico de fluido Herschel-Bulkley foi abordado na monografia (VITORASSI, 2009). Simulações numéricas forneceram campos de velocidade, tensão e pressão e também gráficos da queda de pressão em função de alguns parâmetros, no entanto, o trabalho se restringiu para o caso $\beta = 4$. Observou-se que a queda de pressão adimensional diminui com o decréscimo do número de Reynolds e com o decréscimo do índice de potência até certo valor, a partir do qual começa a aumentar.

Outro estudo experimental utilizando a técnica PIV foi desenvolvido por Palacios (2011). Uma bancada foi montada para obtenção de diferentes campos de velocidade dos escoamentos laminares e turbulentos de fluidos newtonianos através de uma contração abrupta axissimétrica de razão $\beta = 1,97$. Um importante fator observado é que a queda de pressão na contração é influenciada pelo Re de forma intensa em regime laminar e de forma moderada em regime turbulento. Além disso,

³ *Tool joints* são conectores dos tubos da coluna de perfuração, estabilizadores são peças que auxiliam no direcionamento da

vórtices estacionários surgiram à montante da contração em ambos os regimes de escoamento.

Ntamba (2011) elaborou uma tese contendo amplos estudos experimentais com relação à perda de pressão e o coeficiente de descarga de fluidos newtonianos e não newtonianos que escoam por uma placa com orifício, de diferentes razões de aspecto, tanto em regime laminar como turbulento. Como conclusão, os resultados mostraram que com o aumento do número de Reynolds, ainda no regime laminar, o coeficiente de descarga aumenta, já o coeficiente de perda de pressão diminui. Somente no regime turbulento eles se mantêm constantes e praticamente indiferentes à variação do número de Reynolds. Além disso, ambos os coeficientes são fortemente influenciados pela razão de aspecto.

Alguns projetos têm sido realizados no âmbito de caracterizar escoamentos através de contrações abruptas, entretanto, raros são os que abordam o assunto de forma a considerar o escoamento através de ejetores de brocas de perfuração. Sendo assim, existe uma lacuna na literatura com relação a avaliar a influência simultânea de diversos parâmetros no valor do coeficiente de descarga.

Tendo em vista essa realidade, o presente projeto consiste em um estudo numérico de escoamentos com diferentes números de Reynolds através de tubos circulares contendo contrações. Adicionalmente, adota-se uma ampla gama de razões de aspecto e tem-se a modelagem para diferentes tipos de fluido, os quais podem representar fluidos de perfuração. Dessa forma, possibilita-se atingir uma compreensão mais profunda e robusta das relações entre os parâmetros citados e o coeficiente de descarga ao serem fornecidas curvas e correlações.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

O objetivo deste capítulo é descrever a modelagem matemática do problema do escoamento de fluidos através de contrações. São apresentadas as geometrias, condições de contorno, hipóteses simplificadoras e equações governantes.

3.1 Geometria

A Figura 8 ilustra, desprezando as proporções geométricas, um corte longitudinal da geometria utilizada para as simulações, a qual consiste em um tubo circular contendo uma redução brusca de diâmetro, caracterizando a contração. O fluido entra pela seção circular de diâmetro $D = 0,2$ m e se depara com o plano de contração localizado a 2 m da entrada do tubo. Após a contração de razão β , ele escoava pelo tubo de 12 m e com diâmetro d .

As cinco geometrias ($\beta = 2, 4, 5, 8$ e 10) foram construídas no programa Ansys® Icem 14.0. A localização da origem do sistema de coordenadas é indicada na Figura 8 e é importante salientar que somente a metade (lateral direita) da geometria precisou ser modelada, tendo em vista que o programa reconhece a simetria axial tal que ela esteja situada no eixo y , ou seja, em $x = 0$.

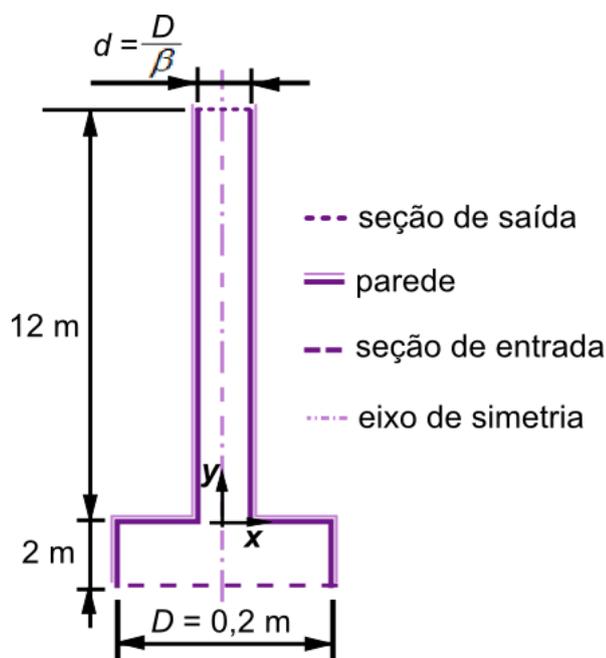


Figura 8 – Geometria do problema: tubo circular contendo uma contração

3.2 Condições de contorno

Os termos utilizados para definir as condições de contorno são aqueles apresentados na Figura 8.

a. Seção de entrada: opção “*inflow*” do programa PolyFlow com perfil de velocidade completamente desenvolvido. O programa calcula analiticamente essa curva bastando fornecer o valor da vazão volumétrica do escoamento, a qual é calculada a partir do produto entre a velocidade média, \bar{V} , e a área da seção transversal do tubo, A , ambas na saída. Como o número de Reynolds é imposto, as velocidades médias de cada fluido podem ser isoladas nas Eqs. (32), (34) e (36) e inseridas na Eq. (47).

$$Q = \bar{V}A \quad (47)$$

b. Parede: opção: *Zero wall velocity* ($v_n=v_s=0$) do programa PolyFlow. Ou seja, condição de não deslizamento, as componentes da velocidade são nulas ao longo de toda superfície da parede do tubo:

$$V_y = V_x = 0 \quad \text{em} \quad x = D/2 \quad \text{e} \quad y < 0 \quad (48)$$

$$V_y = V_x = 0 \quad \text{em} \quad x > d/2 \quad \text{e} \quad y = 0 \quad (49)$$

$$V_y = V_x = 0 \quad \text{em} \quad x = d/2 \quad \text{e} \quad y > 0 \quad (50)$$

c. Seção de saída: opção “*outflow*” do programa PolyFlow. A fim de garantir que o escoamento conseguisse se desenvolver completamente até atingir essa seção, a parte do tubo subsequente à contração foi criada suficientemente grande, com 12m no caso. Matematicamente, tem-se a Eq. (51) representando a pressão nula na saída do tubo menor.

$$P = 0 \quad \text{em} \quad y = 12\text{m} \quad (51)$$

d. Eixo de simetria: opção “*axis of symmetry*” do programa PolyFlow. Condição de contorno que permite ao programa reconhecer a axissimetria do problema, cuja geometria foi modelada em duas dimensões. A condição de simetria resulta que as propriedades do fluido não variam na direção angular θ :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = 0 \quad (52)$$

3.3 Hipóteses simplificadoras

Problemas de mecânica dos fluidos são, em geral, complexos. As não linearidades envolvidas e os diversos parâmetros do escoamento demandam muita capacidade computacional e em alguns casos podem impedir a solução numérica. No intuito de evitar inconvenientes e somente avaliar termos de interesse ao presente estudo, são adotadas as seguintes hipóteses simplificadoras, mas que ainda permitem uma boa modelagem do caso real:

- a) Escoamento em regime permanente (as propriedades não variam em função do tempo);
- b) Escoamento incompressível (a massa específica é uma constante);
- c) Escoamento laminar;
- d) Escoamento isotérmico (despreza-se o efeito da temperatura);
- e) Escoamento unidimensional (ao longo do comprimento do tubo);
- f) Escoamento axissimétrico; e,
- g) Efeitos gravitacionais são negligenciados.

3.4 Equações governantes

Aplicando as hipóteses simplificadoras nas equações da conservação da massa, Eq. (14), e da quantidade de movimento, Eqs. (15), (16) e (17), todos os termos da EQM na direção θ se anulam pela hipótese (f), mas as outras equações resultam em:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rV_r)}{\partial r} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \quad (53)$$

$$\rho \left(V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \quad (54)$$

$$\rho \left(V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\tau_{rz})}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \quad (55)$$

As formulações foram escritas com base nos eixos r , θ e z , o que equivale, respectivamente, aos eixos x , θ e y padrões do programa computacional.

As rotinas diferem para cada fluido utilizado em função dos modelos reológicos adotados. Na inserção dos dados do material na modelagem no PolyFlow é requerida a função da viscosidade em função da taxa de cisalhamento, as quais são encontradas nas Eqs. (21), (23) e (26). Assim, completa-se o conjunto de equações governantes necessários para obtenção da solução.

3.5 Parâmetros adimensionais

Essa seção tem por finalidade apresentar os parâmetros adimensionais utilizados nas análises.

O símbolo V^* é adotado para descrever a velocidade adimensional do fluido na saída do tubo. A Eq. (56) mostra que V^* consiste na razão entre a velocidade dimensional, V , e a velocidade média, \bar{V} , ambas na saída do tubo menor. O símbolo r^* é utilizado para representar o raio adimensional do tubo menor, o qual é obtido dividindo a posição radial pelo raio do tubo menor, Eq. (57).

$$V^* = \frac{V}{\bar{V}} \quad (56)$$

$$r^* = \frac{r}{R} \quad (57)$$

De acordo com Boger (1987), a queda de pressão através da contração, ΔP_{en} , consiste na diferença entre as pressões antes e depois da contração desconsiderando a perda de carga que haveria entre esses dois pontos e o plano de contração no caso de ambos os escoamentos estarem nas condições de completamente desenvolvidos. A queda de pressão é então adimensionalizada, ΔP^* , ao dividir ΔP_{en} pelo dobro da tensão de cisalhamento na parede do tubo menor, τ_p , conforme a Eq. (58).

$$\Delta P^* = \frac{\Delta P_{en}}{2\tau_p} \quad (58)$$

Até o presente momento foram apresentadas as decisões tomadas com relação à modelagem matemática do problema; no próximo capítulo, será abordada a metodologia de modelagem e solução numérica.

4 METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

Concerne a este capítulo a apresentação da metodologia de solução do problema. Para isso, são apresentadas informações sobre o método e os procedimentos adotados.

4.1 Dinâmica de Fluidos Computacional (DFC)

As tentativas para determinação do coeficiente de descarga em bocais utilizando meios analíticos ainda não foram bem sucedidas. Os melhores resultados são obtidos em procedimentos experimentais, pois são mais representativos da realidade física do problema, mas em algumas situações podem ser inviáveis ou demasiadamente custosos tanto em questão de recursos como de tempo.

Soluções numéricas têm a vantagem de custar pouco quando comparadas aos testes experimentais, conseguem gerar vários resultados, os quais, posteriormente, podem ser armazenados e analisados com bastante riqueza de detalhes. Além do mais, existe a facilidade de avaliar o efeito da alteração de um ou mais parâmetros em sistemas fluidodinâmicos.

Nesse contexto, a Dinâmica dos Fluidos Computacional (DFC) tem sido amplamente utilizada como ferramenta para descrever o comportamento de fluidos em escoamentos contendo contrações. Assim, os sistemas hidráulicos podem ter sua eficiência aumentada.

4.2 Ansys® PolyFlow

O programa PolyFlow da empresa Ansys® é capacitado para descrever a dinâmica especialmente de fluidos não newtonianos em diferentes condições de escoamento. Ele é capaz de modelar sistemas termofluidodinâmicos com relativa complexidade, possui um grande conjunto de equações constitutivas e fornece diversas funções para expressar a dependência da viscosidade de um fluido em função da sua taxa de cisalhamento. Esses fluidos podem ser do tipo: newtoniano, Bird-Carreau, Lei de Potência, Bingham, Herschel-Bulkley, Carreau-Yasuda e etc.

O código do PolyFlow utiliza o Método dos Elementos Finitos (MEF) e possui uma concepção diferenciada para inversão e simplificação de matrizes, o que o

torna capaz de solucionar os problemas com maior rapidez do que os métodos tradicionais. O programa foi desenvolvido inicialmente para avaliar a extrusão de polímeros, mas hoje também é utilizado para projetar e aperfeiçoar a moldagem por sopro, a termoformagem, a formação do vidro, o processamento de cimento e etc. (SIMUTECHGROUP, 2013).

Soluções numéricas que utilizam o PolyFlow apresentam pelo menos três etapas:

- i. Pré-processamento: criação da geometria e geração da malha;
- ii. Processamento: leitura da geometria e da malha, entrada de dados (domínio, material, condições de contorno e parâmetros numéricos) e solução do problema.
- iii. Pós-processamento: tratamento e análise dos resultados.

O PolyFlow não é capaz de atuar na primeira e terceira etapas, para isso existem outros programas habilitados para desenvolverem tais tarefas.

4.3 Modelo numérico

Alguns conceitos elementares associados à solução de problemas envolvendo elementos finitos serão discutidos, visto que é o método utilizado pelo PolyFlow.

4.3.1 Discretização do domínio

A geometria do problema, conforme mostrado anteriormente, consiste em um tubo circular contendo uma contração. No MEF, o domínio precisa ser discretizado, dividido em pequenos elementos finitos os quais são unidos uns aos outros por nós. Em problemas de dinâmica de fluidos é comum refinar a malha, reduzir o tamanho dos elementos, próximos a regiões onde existem maiores gradientes, para que a solução possa ser encontrada e representativa fisicamente. No caso em estudo, o refinamento ocorreu nas paredes, na entrada e no plano de contração do tubo.

A Figura 9 mostra elementos quadriláteros de diferentes tamanhos formando uma malha não uniforme onde o acúmulo de elementos se dá nas regiões específicas citadas.

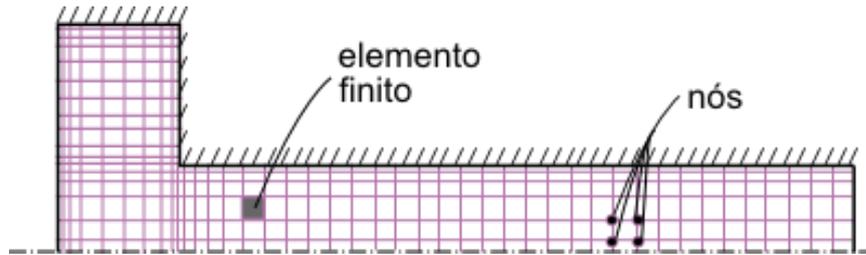


Figura 9 – Discretização da geometria do problema

4.3.2 Faixa de variação dos parâmetros governantes

Como já foi citado anteriormente, o objetivo do trabalho é avaliar a influência de parâmetros geométricos, cinemáticos e reológicos no valor do coeficiente de descarga.

As seguintes razões de aspecto foram estudadas: $\beta = 2, 4, 5, 8, 10$.

No Capítulo 2 foram apresentadas as Eqs. (33), (35) e (37), utilizadas para cálculo do número de Reynolds crítico de fluidos newtonianos, pseudoplásticos e Herschel-Bulkley, respectivamente. Como se pretende simular o escoamento em regime laminar, todos os fluidos foram submetidos à seguinte condição cinemática: $Re = 100, 500, 1000, 1500$ e 2000 .

Três fluidos PL foram abordados nesse projeto com o intuito de verificar o efeito do índice de comportamento do escoamento no valor do C_d . Da mesma forma, foi variado o n do fluido HB visando analisar o efeito do número de Hedstrom no padrão do escoamento.

4.3.3 Parâmetros dos modelos reológicos

O meio utilizado pelo programa PolyFlow para reconhecer o tipo de material a ser simulado é fornecendo os parâmetros da equação da viscosidade em função da taxa de cisalhamento, Eqs. (21), (23) e (26) para os fluidos em estudo. Os parâmetros empregados nas rotinas do programa constam na Tabela 2. A escolha desses valores teve como referência outros autores: Boger (1987), Vitorassi (2009), Sert (2011), Malin (1997) e Malin (1998), além do que se aproximam de dados referentes a fluidos de perfuração estudados no laboratório (LACIT).

Tabela 2 – Parâmetros dos modelos reológicos dos fluidos

Fluidos	Modelo reológico	ρ [kg/m ³]	μ [Pa.s]	k [-]	n [-]	τ_0 [Pa]
FN	$\mu(\dot{\gamma}) = cte$	1000	0,001	-	-	-
PL-A					0,4	
PL-B	$\eta(\dot{\gamma}) = k\dot{\gamma}^{n-1}$	1100	-	0,549	0,572	-
PL-C					0,8	
HB-A					0,6	
HB-B	$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + k\dot{\gamma}^{n-1}$	1100	-	0,118	0,8	4,543

4.3.4 Parâmetro evolutivo

O uso do parâmetro evolutivo é uma prática comum em soluções provenientes de ferramentas DFC. Nem sempre é possível resolver um problema numérico, que devido a sua complexidade, torna difícil a convergência.

O escoamento de fluidos através de contrações abruptas traz consigo não linearidades. O PolyFlow muitas vezes sugere o uso do parâmetro evolutivo S para conseguir resolver um problema do tipo.

Em especial nas simulações para o fluido HB, muitas vezes foi necessário multiplicar a massa específica do fluido pelo parâmetro evolutivo. Considerando que o valor inicial de S é zero, a cada iteração seu valor aumenta até que ele assumo o valor um e a massa específica coincida com o valor desejado. Isso é feito para que a variável responsável por impedir a solução seja inicialmente desconsiderada, de forma a tornar mais simples o problema. Sempre que simulações mal sucedidas ocorrem, o programa exibe mensagens propondo procedimentos desse tipo para se alcançar a convergência.

4.3.5 Erro relativo percentual

O valor do erro relativo percentual (ER) será apresentado com certa frequência no Capítulo 5 para estimar a exatidão de variáveis calculadas (Ψ_C) em relação a variáveis conhecidas de referência (Ψ_R). A Eq. (59) apresenta a fórmula utilizada para cálculo desses erros.

$$ER = \left(1 - \frac{\Psi_C}{\Psi_R}\right) 100\% \quad (59)$$

4.4 Síntese da metodologia

Para melhor compreensão do que foi dito até agora, a Figura 10 ilustra os principais passos para a modelagem e solução do problema desde as primeiras escolhas dos parâmetros na etapa de pré-processamento até a análise dos resultados no pós-processamento.

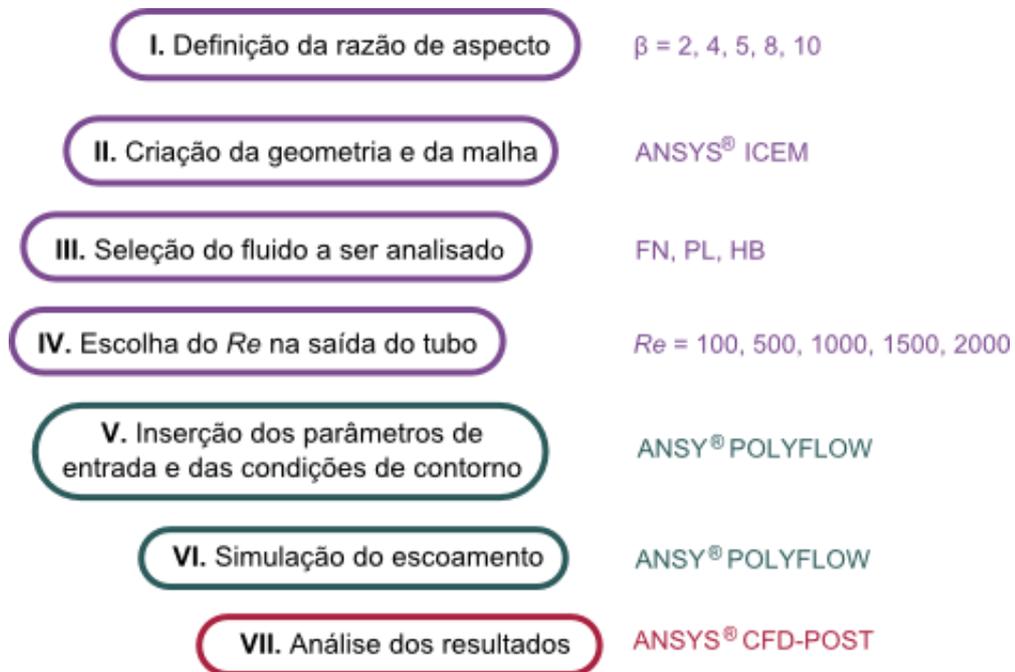


Figura 10 – Metodologia de solução do problema

Em função de suas características e graus de complexidade, as atividades computacionais foram agrupadas em algumas categorias. Primeiramente, certo tempo foi investido na realização dos tutoriais do Ansys® PolyFlow 14.0. Tendo ocorrida a familiarização com o programa, foram preparadas as rotinas para obtenção do C_d de: fluido newtoniano (FN), fluido não newtoniano (FNN) do tipo pseudoplástico (PL) e fluido não newtoniano do tipo Herschel-Bulkley (HB). Os resultados obtidos são apresentados no Capítulo 5.

5 RESULTADOS

As simulações numéricas forneceram como resultado campos de pressão, velocidade e tensão de cisalhamento. Os dados numéricos foram exportados para planilhas e comparados a valores contidos na literatura, sempre que existentes. Por fim, foram discutidas correlações para cálculo do coeficiente de descarga.

Concerne ao presente capítulo a exposição das soluções alcançadas no projeto. Considerando as faixas de variação dos parâmetros, os testes de malha e desprezando simulações malsucedidas, ao todo foram necessárias em média de 300 simulações para fornecerem os valores aqui apresentados. O tempo computacional demandado variou bastante de um caso para outro, desde poucos segundos à quase uma hora nas análises dos fluidos Herschel-Bulkley.

Primeiramente foram calculados os números de Reynolds críticos, cujas equações foram agrupadas na Tabela 3, e em nenhum momento os maiores valores de número de Reynolds adotados para o escoamento ultrapassaram 90% do valor crítico, uma garantia do regime laminar. Na sequência, foram utilizadas as Eqs. (28), (29) e (31) para cálculo da velocidade média na saída do tubo.

Tabela 3 – Resumo das equações utilizadas para cálculo do C_d

Fluido	Número de Reynolds crítico	Velocidade média
FN	2300	$\frac{V_{máx}}{2}$
PL	$2100 \frac{(4n+2)(5n+3)}{3(3n+1)^2}$	$V_{máx} \left(\frac{n+1}{3n+1} \right)$
HB	2300	$V_{máx} (n+1) \left[\frac{\left(1 - \frac{r_p}{R}\right)^2}{3n+1} + \frac{2r_p \left(1 - \frac{r_p}{R}\right)}{R(2n+1)} + \frac{\left(\frac{r_p}{R}\right)^2}{n+1} \right]$

O valor da queda de pressão ΔP_c foi calculado a partir das análises dos gráficos e dados obtidos na etapa de pós-processamento. Finalmente, a Eq. (10) foi empregada para cálculo do coeficiente de descarga nas contrações.

5.1 Testes de malha

O propósito dos testes de malha é assegurar a independência do nível de refinamento da malha, ou seja, obter soluções finais imparciais em relação à discretização do domínio. A malha ideal não está vinculada ao fato de ela ser demasiadamente densa, mas, é aquela refinada o suficiente para prover resultados bons em um tempo computacional satisfatório.

Para cada uma das cinco geometrias foram criados os seis padrões de malha expostos na Tabela 4: M1, M2, M3, M4, M5 e M6. Cada um diferenciou-se com relação ao número de elementos no sentido radial, no comprimento de entrada do tubo maior e no comprimento de saída do tubo menor.

Tabela 4 – Padrões de malha

Denominação	Sentido radial	Comprimento de entrada	Comprimento de saída	Nº de elementos
M1 M204080	40	40	80	3200
M2 M2080160	40	80	160	6400
M3 M404080	80	40	80	6400
M4 M4080160	80	80	160	12800
M5 M804080	160	40	80	12800
M6 M8080160	160	80	160	25600

Os testes de malha foram realizados concomitantemente com a etapa de obtenção do coeficiente de descarga para cada razão de aspecto e cada fluido escoando na condição de maior número de Reynolds, por ser a condição mais crítica.

Depois de tratados os dados obtidos das soluções numéricas, foram plotadas curvas de velocidade, pressão e coeficiente de descarga em função das diferentes malhas. Alguns exemplos são apresentados na sequência: Figura 11, Figura 12, Figura 13, Figura 14, Figura 15 e Figura 16, referentes, respectivamente, aos fluidos: newtoniano, pseudoplástico com $n=0,4$, pseudoplástico com $n=0,572$, pseudoplástico com $n=0,8$, Herschel-Bulkley com $n=0,6$ e Herschel-Bulkley com $n=0,8$.

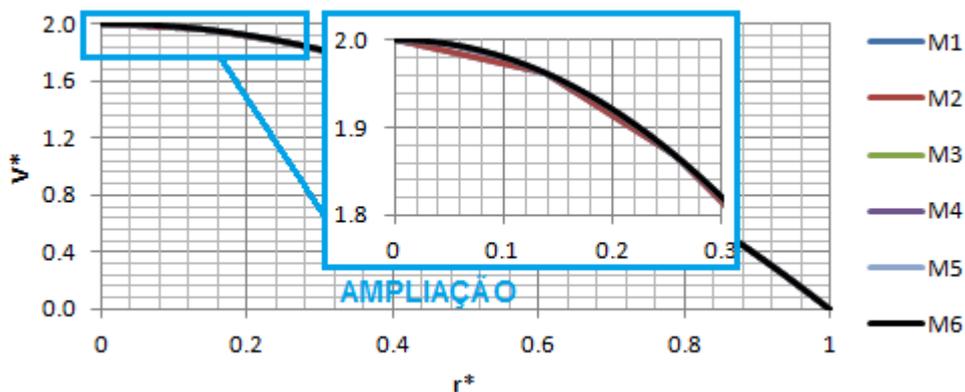


Figura 11 – Fluido newtoniano: Velocidade adimensional na saída do tubo *versus* raio adimensional do tubo menor para diferentes malhas

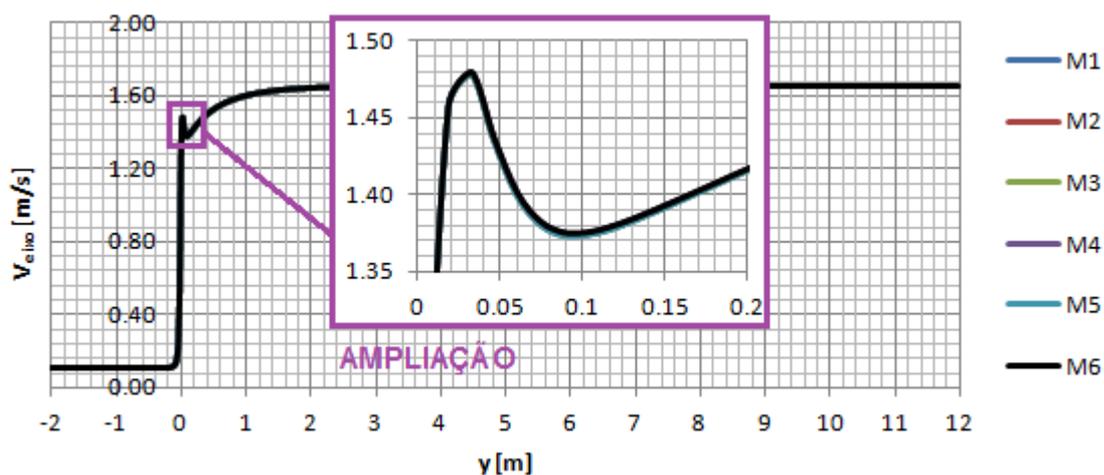


Figura 12 – Fluido pseudoplástico A ($\beta = 4$): Perfis de velocidade ao longo do eixo do tubo para diferentes malhas

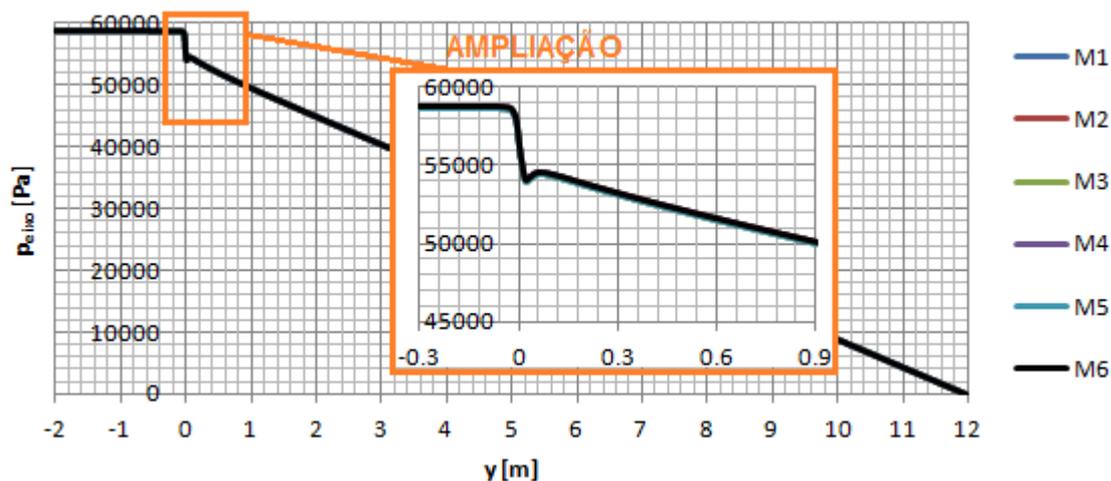
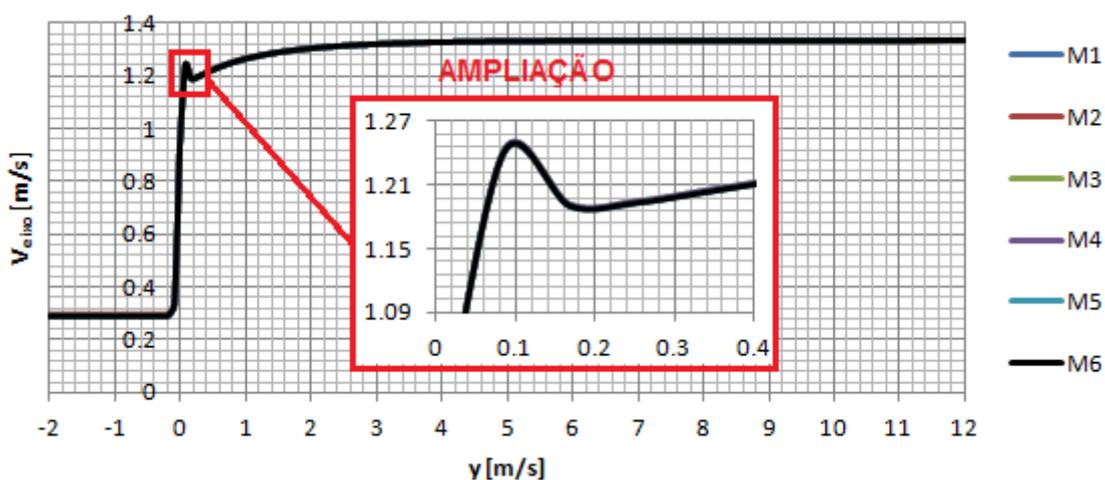
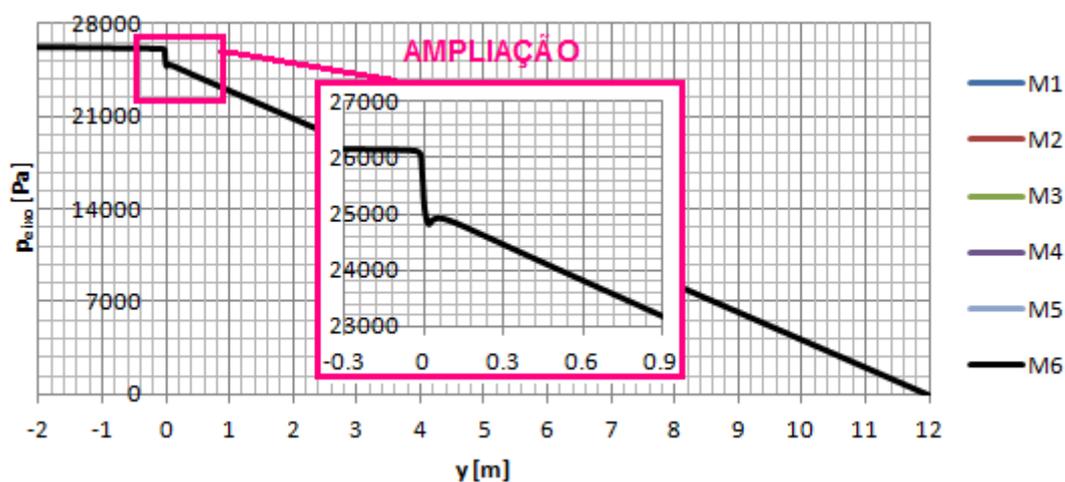
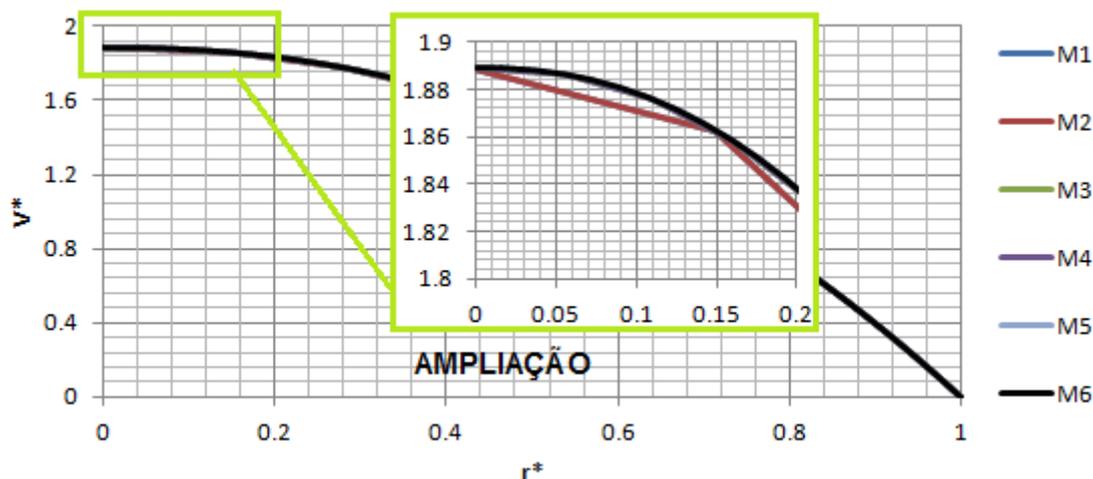


Figura 13 – Fluido pseudoplástico B ($\beta = 5$): Perfis de pressão ao longo do eixo do tubo para diferentes malhas



Nota-se, em geral, que apenas as malhas M1 e M2 foram incapazes de bem representar o fenômeno físico do escoamento através de contrações, o que é mais evidente nas Figura 11 e Figura 14. Sendo assim, o fator determinante para escolha da malha ideal, em cada caso, consistiu na diferença percentual entre os valores fornecidos por cada uma. Uma vez que se deseja ter um valor de coeficiente de descarga independente do padrão de refinamento escolhido, a partir do momento em que os valores propostos pelas malhas diferiram no máximo 0,1%, determinou-se a malha.

5.2 Verificação numérica

A presente seção tem por finalidade a verificação numérica dos resultados obtidos na solução do problema. Dessa forma, fazendo comparações com resultados existentes na literatura, garante-se que as implementações foram executadas corretamente.

O perfil de velocidade adimensional na saída do tubo em função do raio adimensional do tubo é independente do número de Reynolds para fluidos newtonianos. A Figura 17 comprova essa afirmação e exibe uma excelente concordância entre as linhas contínuas da solução numérica (S.N.) e o perfil proposto pelos pontos da solução analítica (S.A.).

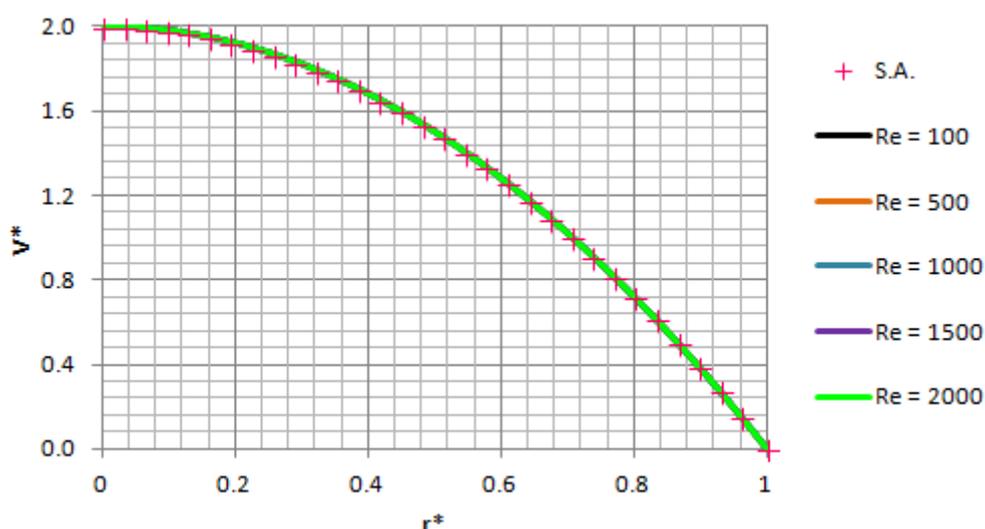


Figura 17 – FN: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo versus raio adimensional do tubo

Outro item de verificação numérica é a comparação entre a queda de pressão obtida numericamente e a queda de pressão sugerida por expressão analítica. A Tabela 5 contém os erros relativos percentuais referentes à queda de pressão para todos os casos estudados de FN. Considerando que o valor máximo encontrado é de 0,26%, conclui-se que os valores estão de acordo com o esperado.

Tabela 5 – FN: erros relativos percentuais entre o valor calculado para a queda de pressão do tubo menor e a solução analítica

β	Re				
	100	500	1000	1500	2000
2	-0,05%	-0,18%	-0,08%	-0,63%	-1,32%
4	-0,18%	0,08%	-0,18%	-0,10%	-0,08%
5	-0,05%	-0,05%	-0,05%	-0,05%	-0,06%
8	0,08%	-0,13%	0,08%	-0,26%	-0,18%
10	-0,05%	-0,05%	-0,05%	-0,26%	-0,05%

Ainda para as simulações do FN foi verificado o fator de atrito de Darcy, cuja equação foi exposta na seção 2.4.3. Dado que as curvas do fator de atrito para os diferentes números de Reynolds tiveram a mesma aparência para todas as razões de aspecto, aqui será apresentada apenas a que consta na Figura 18. Em nenhum momento foi encontrado erro relativo percentual entre o fator de atrito obtido numericamente e aquele proposto pela solução analítica maior que 0,8%.

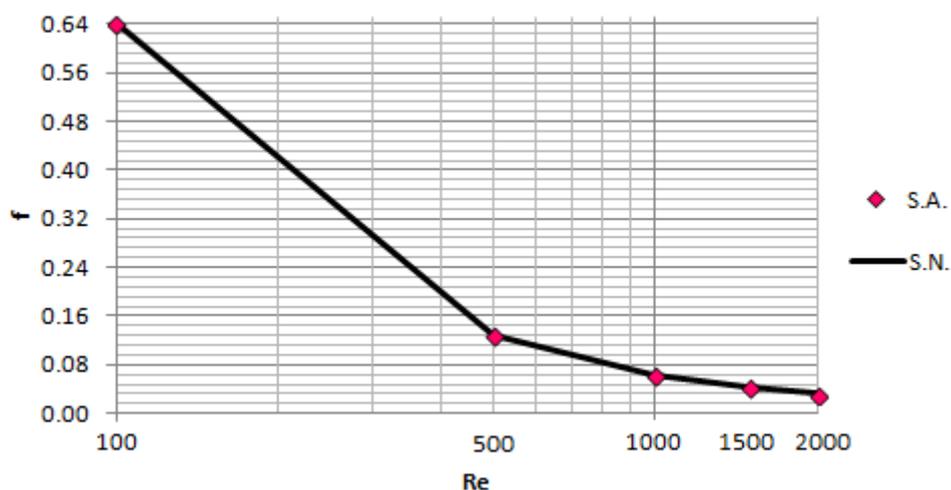


Figura 18 – FN: Soluções numérica e analítica do fator de atrito versus número de Reynolds

O índice de comportamento do escoamento interfere diretamente no perfil de velocidades de fluidos pseudoplásticos, como constatarem as: Figura 19, Figura 20 e Figura 21. Todos esses resultados são mesclados em um só gráfico, Figura 22, para facilitar as comparações. Nota-se que quanto maior n , maiores são as velocidades, cujos perfis vão se aproximando ao perfil parabólico característico de fluidos newtonianos. Além disso, percebe-se mais uma vez excelentes concordâncias entre as soluções numéricas e as analíticas.

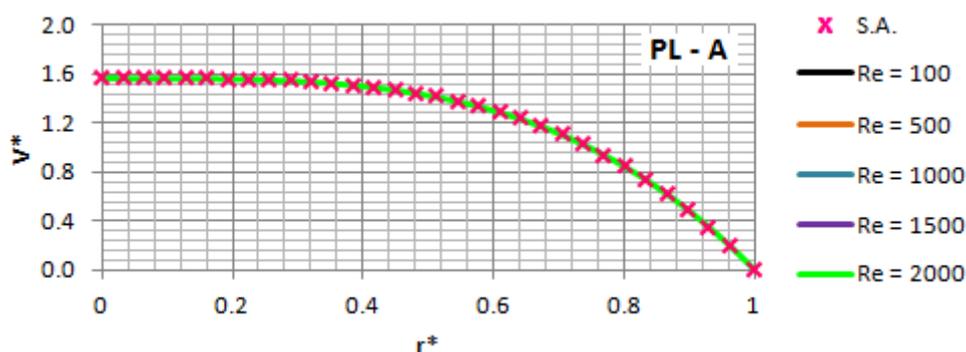


Figura 19 – PL-A: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo *versus* raio adimensional do tubo

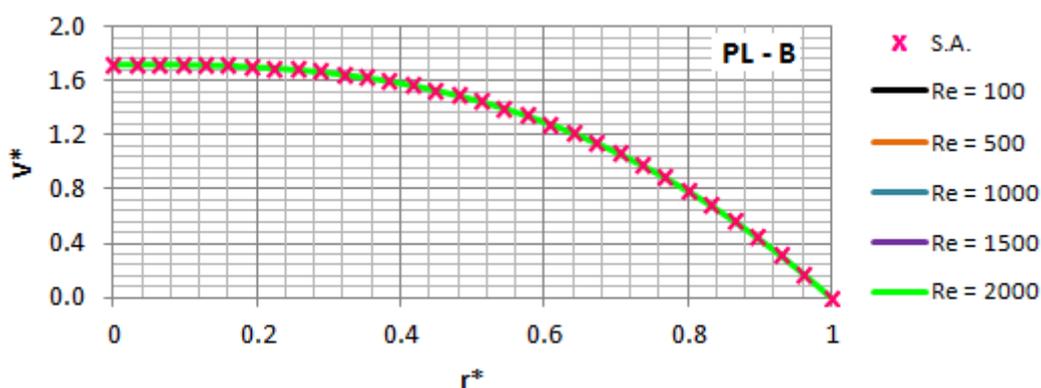


Figura 20 – PL-B: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo *versus* raio adimensional do tubo

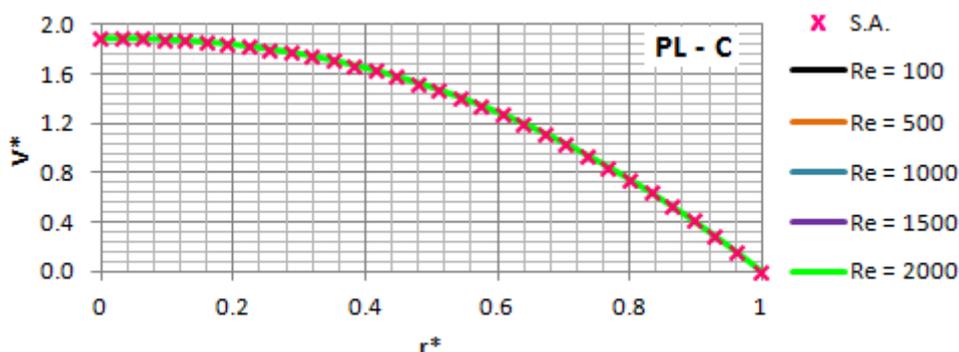


Figura 21 – PL-C: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo *versus* raio adimensional do tubo

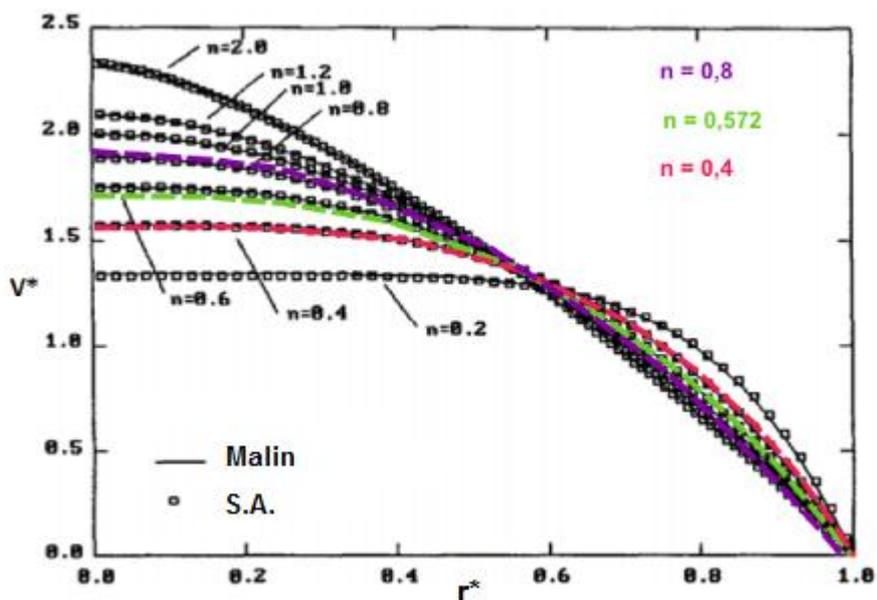


Figura 22 – Perfis de velocidade para diferentes fluidos
Adaptado de: Malin (1997).

Para cada simulação de fluido pseudoplástico foi calculado o fator de atrito e comparado com a literatura. A concordância foi muito boa e para todos os fluidos e razões de aspecto a curva similar obtida é aquela da Figura 23. Também esse gráfico fornece a garantia do regime laminar para os escoamentos estudados.

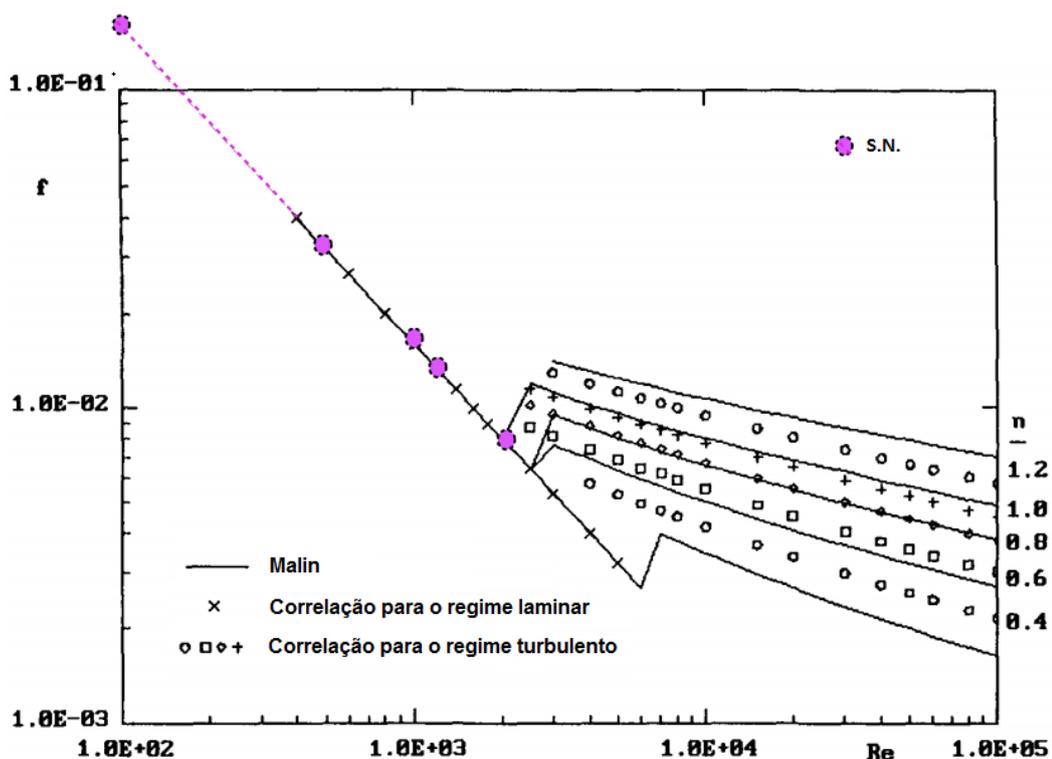


Figura 23 – Fator de atrito para diferentes fluidos pseudoplásticos
Adaptado de: Malin (1997).

Os maiores erros relativos percentuais encontrados entre os valores numéricos e analíticos para o fator de atrito de cada fluido são: 0,56% (PL-A), 0,31% (PL-B) e 0,34% (PL-C). Todavia, a maior concentração dos erros esteve abaixo do 0,1%.

Um parâmetro importante dos fluidos Herschel-Bulkley é o número de Hedstrom, cujo valor é máximo no tubo de entrada. Considerando as propriedades dos fluidos adotados e aplicando-as na Eq. (42) na região anterior à contração, tem-se que $He = 1,9 \cdot 10^6$ para o HB-A e $He = 8,9 \cdot 10^4$ para o HB-B.

A Figura 24 e a Figura 25 mostram que o regime laminar foi garantido em todas as condições de escoamento e que o fator de atrito calculado para os dois fluidos Herschel-Bulkley tem a tendência sugerida pelas curvas publicada por Malin (1998).

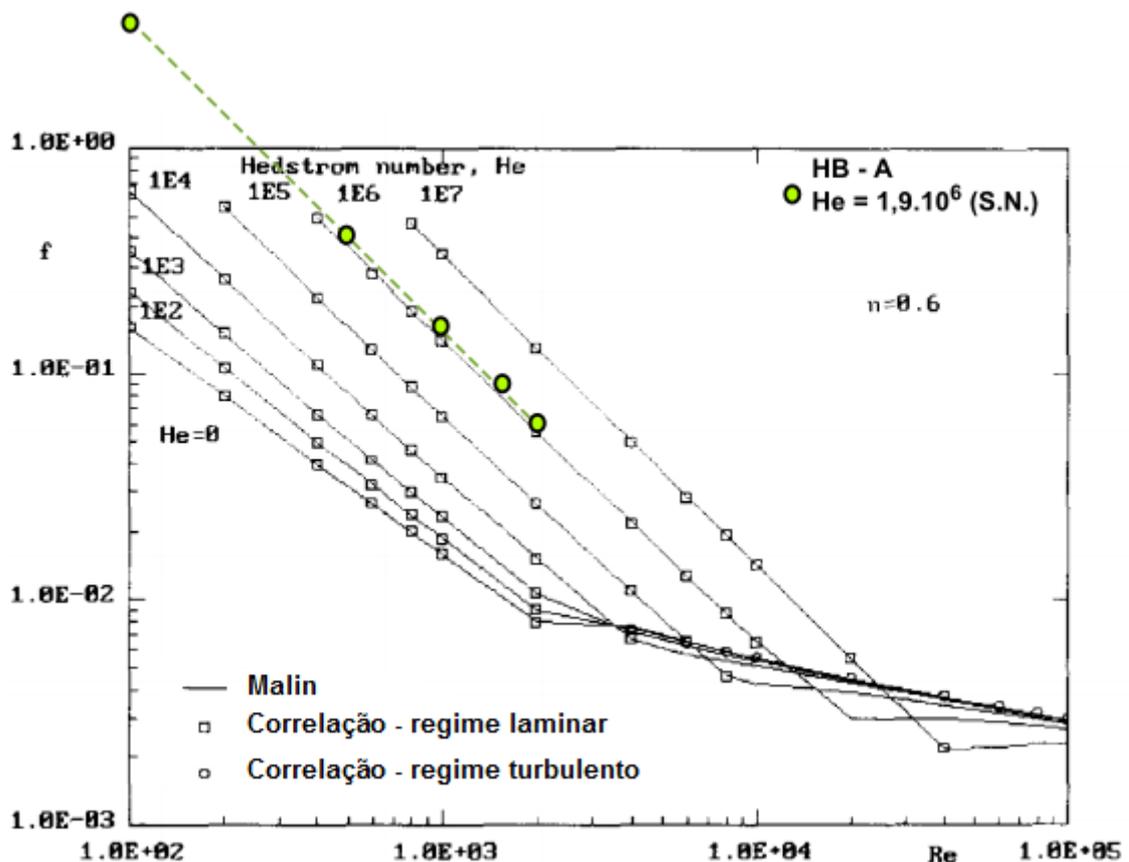


Figura 24 – Fator de atrito para diferentes fluidos Herschel-Bulkley com $n=0,6$
Adaptado de: Malin (1998).

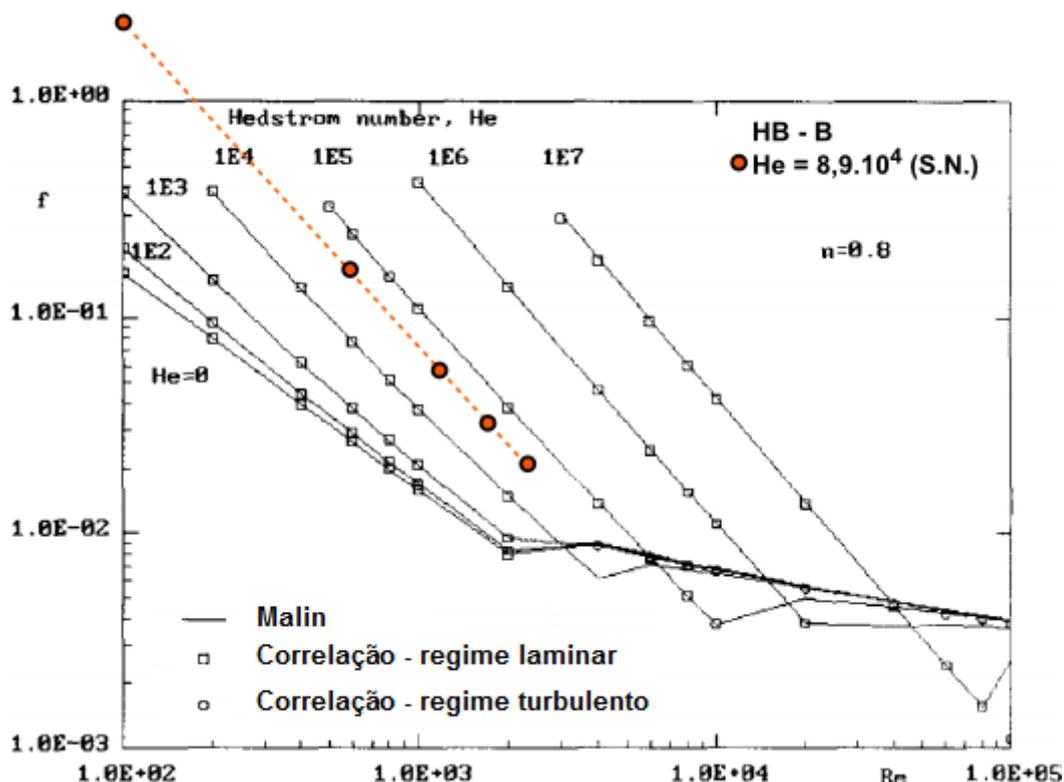


Figura 25 – Fator de atrito para diferentes fluidos Herschel-Bulkley com $n=0,8$ em função do número de Reynolds

Adaptado de: Malin (1998).

É fundamental que os perfis de velocidade obtidos nas simulações numéricas sejam comparados com os perfis propostos por soluções analíticas a fim de verificar as implementações realizadas. Diante disso, as curvas de velocidade adimensional na saída do tubo menor em função do raio adimensional também foram plotadas para os fluidos HB. A Figura 26 e a Figura 27 mostram resultados dos fluidos HB-A e HB-B, respectivamente, para $Re = 2000$ e diferentes razões de aspecto. Da mesma forma que para os demais fluidos, as simulações do HB também se mostraram satisfatórias.

Além disso, os dados obtidos comprovaram que o raio de plugue diminui com o aumento do número de Reynolds e com o aumento da razão de contração, o que significa que a região plástica é menor e, por conseguinte, maior parte do fluido está sendo cisalhada.

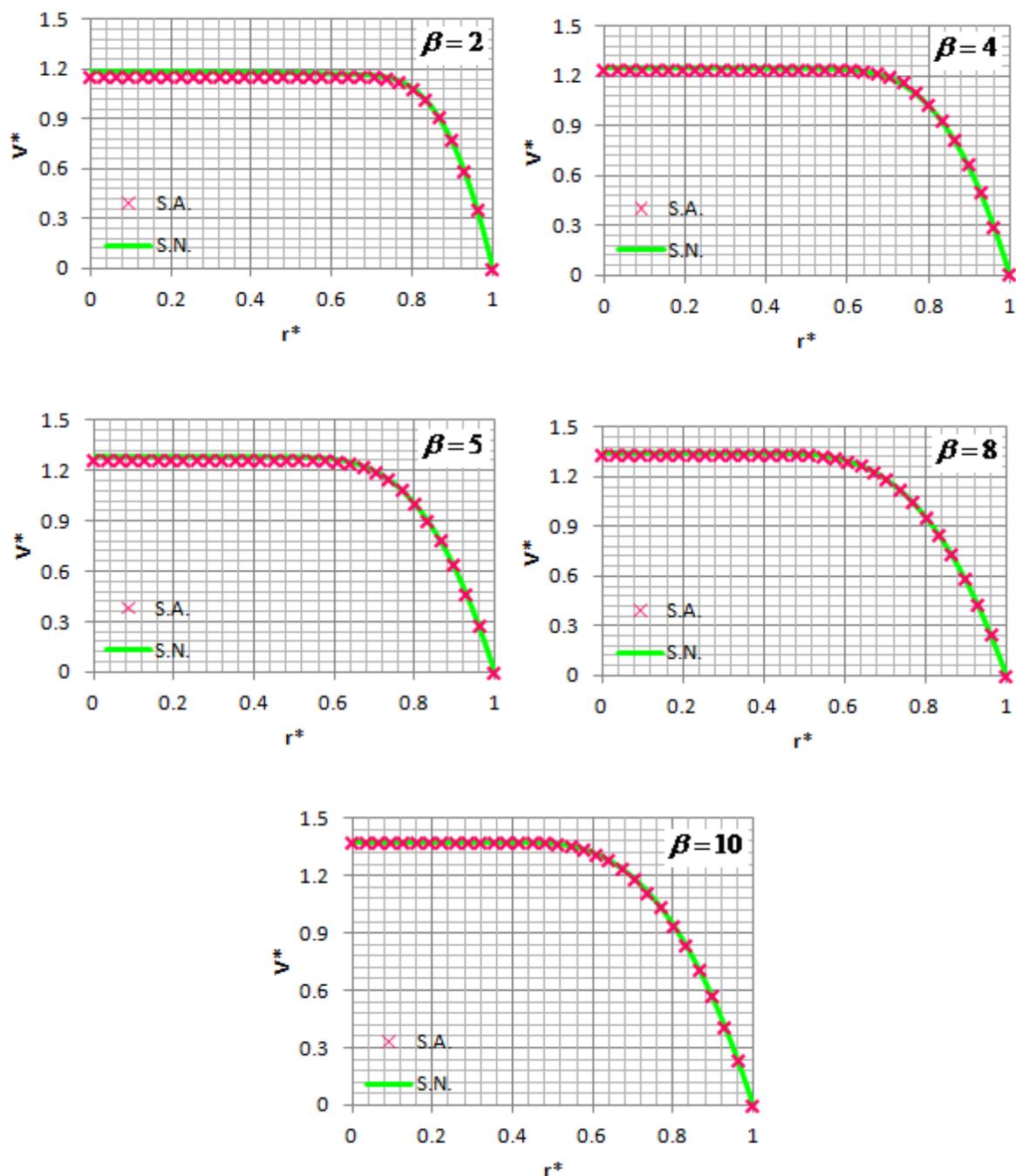


Figura 26 – HB-A: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo versus raio adimensional do tubo.

Perfis de velocidade, queda de pressão e fator de atrito foram avaliados na etapa de verificação numérica. Ao confrontar os resultados obtidos numericamente com os valores fornecidos por soluções analíticas, pode-se concluir que as simulações foram bem implementadas. Diante disso, prossegue-se para a obtenção das soluções finais desejadas.

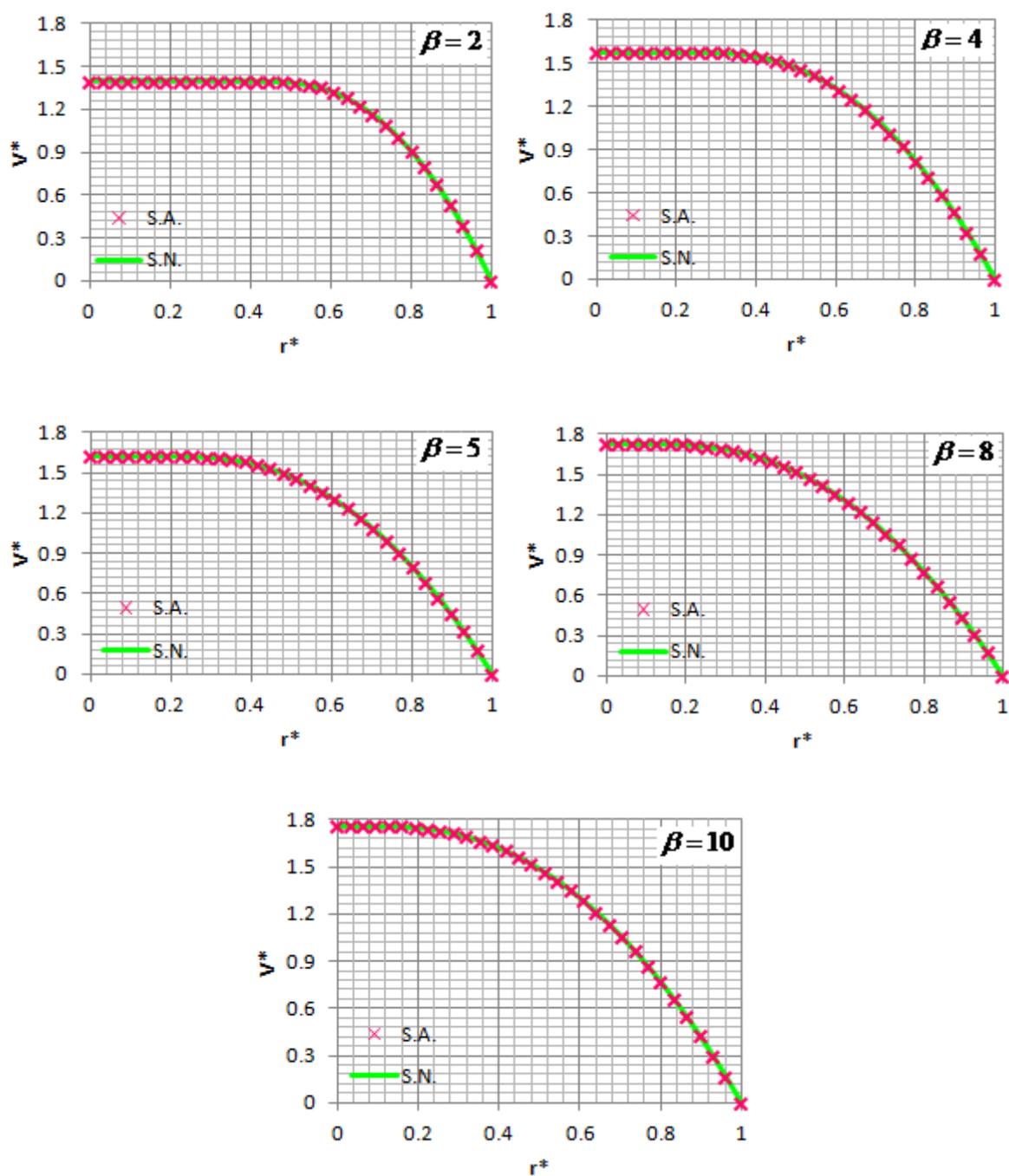


Figura 27 – HB-B: Comparação dos perfis de velocidade adimensional na saída do tubo *versus* raio adimensional do tubo.

5.3 Fluido newtoniano (FN)

A água foi adotada como fluido newtoniano para as simulações. Os valores obtidos para o C_d em função de β e Re são apresentados na Tabela 6 e as curvas⁴ geradas pela união desses pontos são mostradas na Figura 28 e na Figura 29.

Tabela 6 – Coeficiente de descarga para o fluido newtoniano em função no número de Reynolds e da razão de aspecto

FLUIDO NEWTONIANO - ÁGUA						
C_d		Re				
		100	500	1000	1500	2000
β	2	0,652	0,662	0,666	0,670	0,672
	4	0,638	0,655	0,659	0,660	0,662
	5	0,632	0,654	0,658	0,659	0,661
	8	0,631	0,653	0,656	0,656	0,656
	10	0,631	0,653	0,655	0,655	0,656

Como era esperado, o coeficiente de descarga apresenta uma tendência crescente em função do número de Reynolds e tende a atingir um patamar a partir de $Re = 500$ de acordo com a Figura 28. Analisando as colunas da Tabela 6, tem-se que a diferença entre o maior e o menor C_d para $Re = 100$ é 0,021 e para $Re = 2000$ é 0,016, mostrando que quanto maior o número de Reynolds tem-se uma menor influência da razão de aspecto.

A Figura 29 permite identificar um comportamento do coeficiente de descarga praticamente indiferente à razão de aspecto. De fato, para $\beta \geq 4$ o valor do C_d não varia mais que 1%. Também, os valores de C_d são visivelmente menores para $Re = 100$, caso onde os efeitos viscosos são mais intensos.

As análises do fluido newtoniano ainda permitem afirmar que a melhor escolha dentre ejetores de brocas com as razões de aspecto estudadas é aquela em que o diâmetro maior mede o dobro do diâmetro menor. Para reduzir ainda o efeito da perda de carga localizada, seria ideal um escoamento com o maior número de Reynolds possível no regime laminar.

⁴ Optou-se por adotar valores fixos de limite superior e inferior do eixo y dos gráficos do coeficiente de descarga. Assim, torna-se mais fácil a visualização dos diferentes comportamentos dos fluidos.

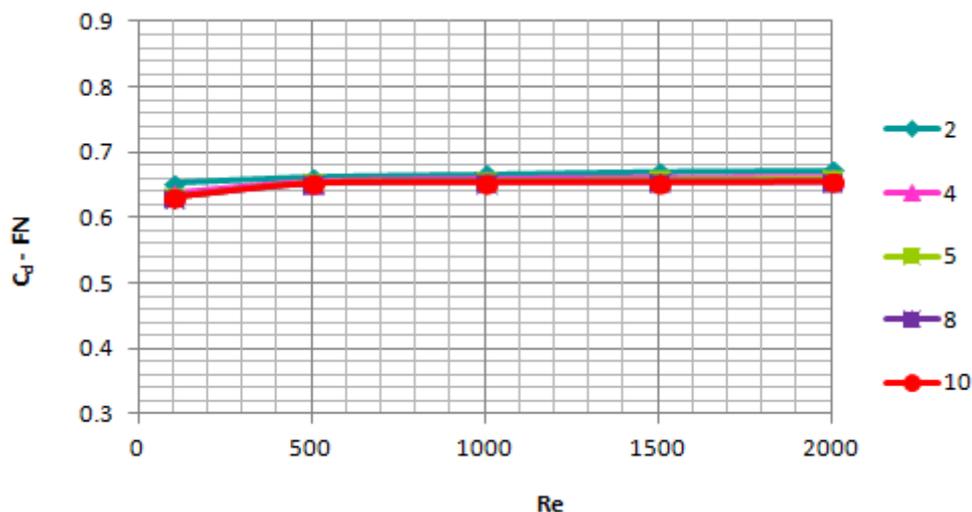


Figura 28 – FN: coeficiente de descarga *versus* número de Reynolds

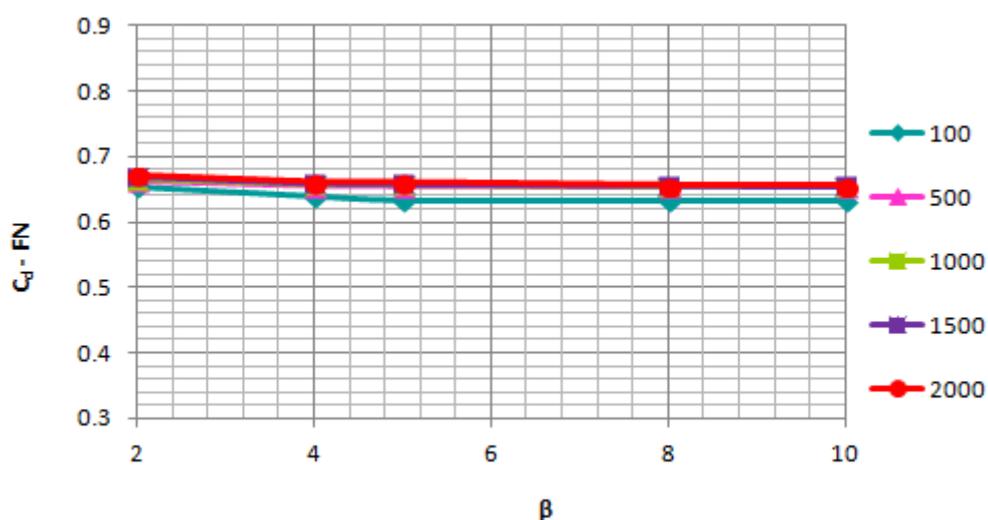


Figura 29 – FN: coeficiente de descarga *versus* razão de aspecto

5.4 Fluidos pseudoplásticos (PL)

Três fluidos pseudoplásticos foram abordados neste trabalho com o intuito de avaliar a influência do índice n . Os valores obtidos para o C_d em função de n , β e Re , da mesma forma que os números de Reynolds críticos para cada fluido, são apresentados nas: Tabela 7, Tabela 8 e Tabela 9.

Observa-se em primeira instância que ao aumentar o índice de comportamento do escoamento, o coeficiente de descarga diminui; efeito que vai se tornando mais acentuado com o aumento da velocidade média do escoamento. A situação mais crítica é para $\beta=2$ e $Re=1500$, quando a diferença entre os valores de C_d para os fluidos com $n=0,4$ e $n=0,8$ é de 0,066.

Tabela 7 – Coeficiente de descarga para o fluido pseudoplástico A em função no número de Reynolds e da razão de aspecto

FLUIDO PSEUDOPLÁSTICO A ($n = 0,4$)							
C_d	Re					$(Re_{PL-A})_c$	
	100	500	1000	1500	2000		
β	2	0,657	0,732	0,745	0,749	0,754	2603
	4	0,610	0,714	0,733	0,740	0,744	
	5	0,603	0,710	0,731	0,737	0,740	
	8	0,596	0,707	0,726	0,731	0,732	
	10	0,590	0,705	0,723	0,728	0,729	

Tabela 8 – Coeficiente de descarga para o fluido pseudoplástico B em função no número de Reynolds e da razão de aspecto

FLUIDO PSEUDOPLÁSTICO B ($n = 0,572$)							
C_d	Re					$(Re_{PL-B})_c$	
	100	500	1000	1500	2000		
β	2	0,647	0,702	0,712	0,715	0,721	2384
	4	0,620	0,690	0,703	0,707	0,710	
	5	0,615	0,689	0,702	0,706	0,708	
	8	0,614	0,687	0,699	0,703	0,703	
	10	0,611	0,687	0,698	0,700	0,701	

Tabela 9 – Coeficiente de descarga para o fluido pseudoplástico C em função no número de Reynolds e da razão de aspecto

FLUIDO PSEUDOPLÁSTICO C ($n = 0,8$)							
C_d	Re					$(Re_{PL-C})_c$	
	100	500	1000	1500	2000		
β	2	0,636	0,674	0,681	0,683	0,692	2204
	4	0,620	0,666	0,674	0,677	0,678	
	5	0,618	0,665	0,673	0,676	0,677	
	8	0,617	0,664	0,672	0,675	0,676	
	10	0,616	0,664	0,671	0,674	0,675	

Curvas para diferentes razões de aspecto apresentando o valor do coeficiente de descarga em função do número de Reynolds são apresentadas nas: Figura 30, Figura 31 e Figura 32 para os fluidos pseudoplásticos com $n=0,4$, $n=0,572$ e $n=0,8$, chamados PL-A, PL-B e PL-C, respectivamente. Nota-se que o coeficiente de descarga aumenta com o número de Reynolds com uma tendência de se atingir patamares para $Re \geq 1000$ nos três casos.

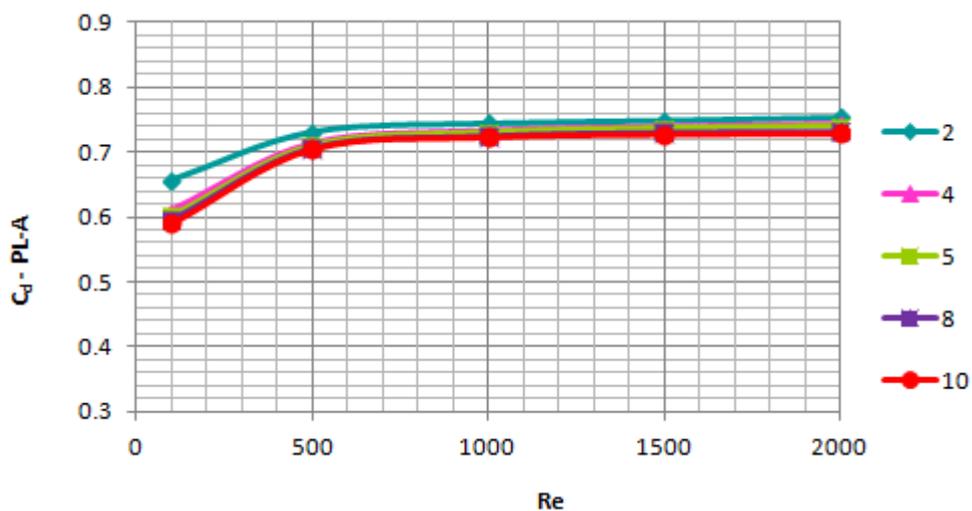


Figura 30 – PL-A: coeficiente de descarga *versus* número de Reynolds

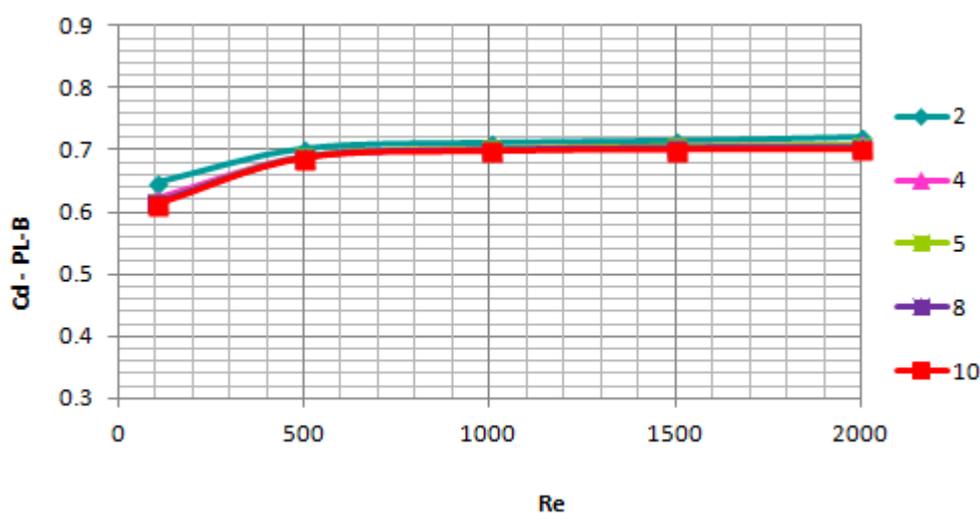


Figura 31 – PL-B: coeficiente de descarga *versus* número de Reynolds

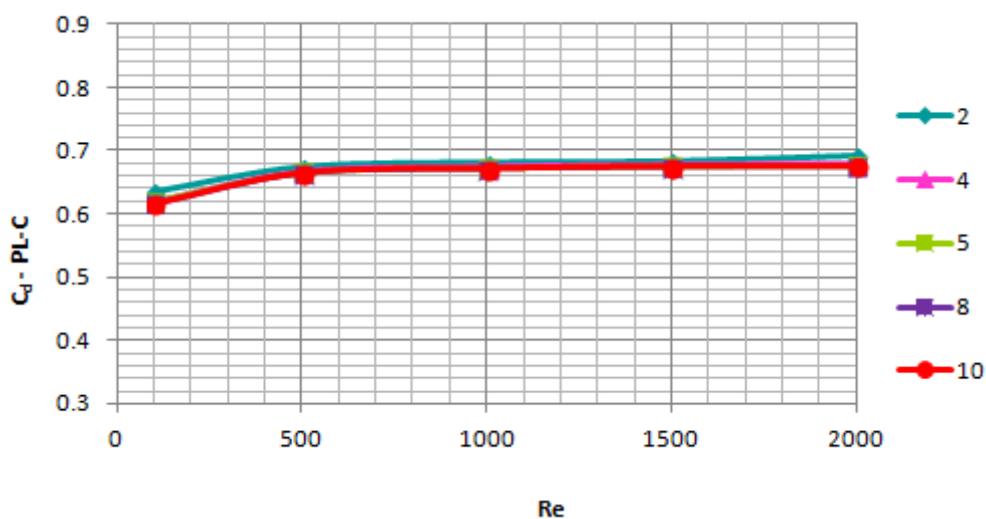


Figura 32 – PL-C: coeficiente de descarga *versus* número de Reynolds

Os fluidos pseudoplásticos analisados mostraram sensibilidades diferentes à razão de aspecto. Particularmente para o menor valor de Re , a máxima diferença percentual dos valores de C_d entre $\beta=2$ e $\beta=10$ é de 11% para o PL-A, 6% para o PL-B e 3% para o PL-C.

Na sequência são apresentadas as curvas de C_d versus β : Figura 33, Figura 34 e Figura 35. Da mesma forma que para o fluido newtoniano, o valor do coeficiente de descarga dos fluidos pseudoplásticos se mostrou indiferente à razão de aspecto quando $\beta \geq 4$.

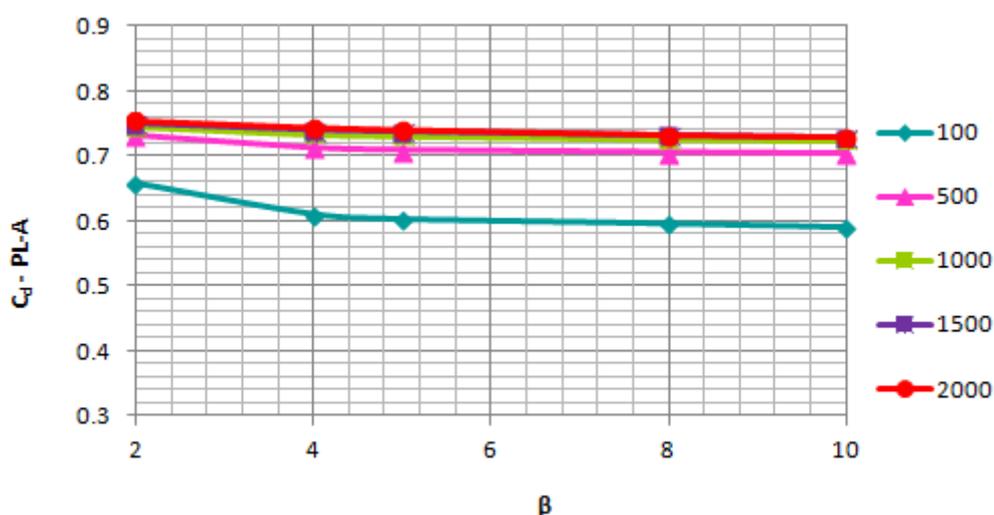


Figura 33 – PL-A: Coeficiente de descarga *versus* razão de aspecto

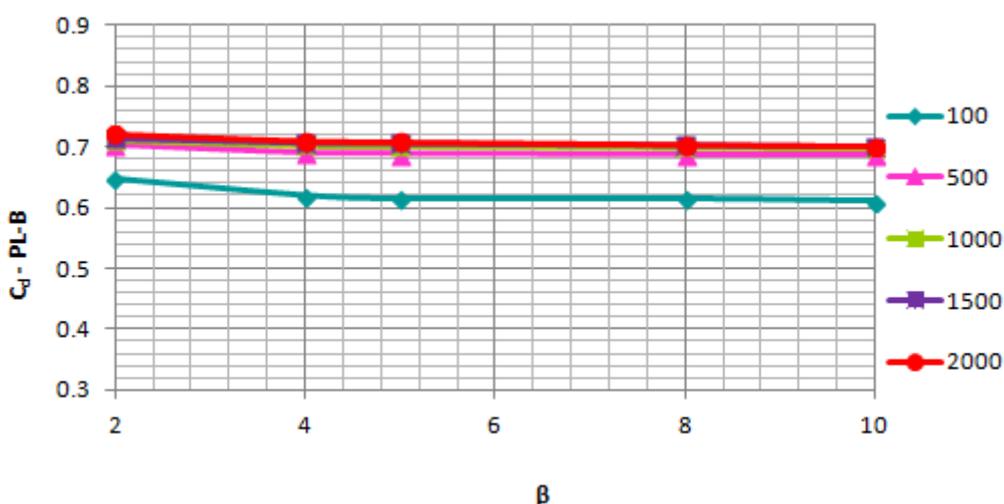


Figura 34 – PL-B: Coeficiente de descarga *versus* razão de aspecto

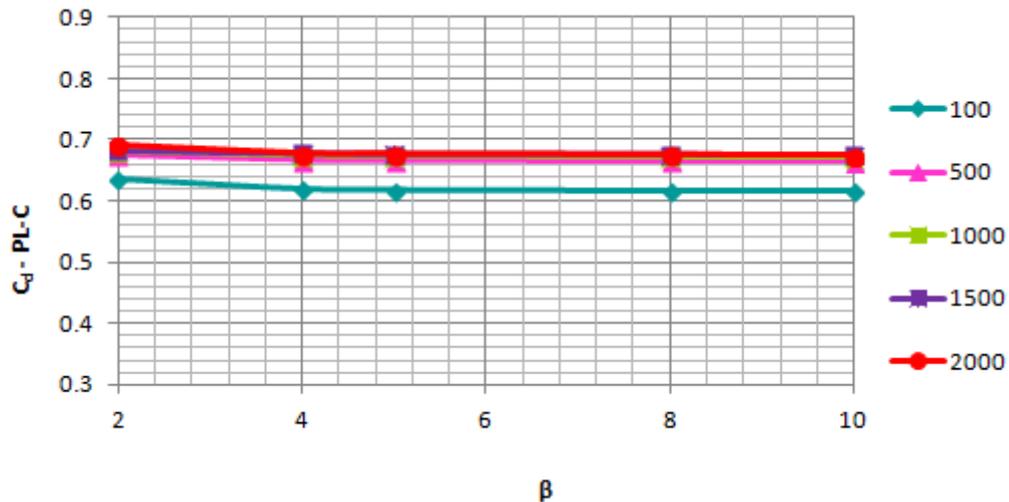


Figura 35 – PL-C: Coeficiente de descarga versus razão de aspecto

O fluido PL-A destaca-se por apresentar a maior e a menor perda de carga. Quando $\beta=10$ e $Re=100$, $C_d=0,590$; já para $\beta=2$ e $Re=2000$, $C_d=0,754$. Logo, quanto mais o comportamento do fluido pseudoplástico se afasta do newtoniano, mais ele sofre influência das condições cinemáticas e geométricas do escoamento. Ainda, percebe-se que o C_d dos fluidos PL são sempre superiores aos do FN tal que $Re \geq 500$.

5.5 Fluidos Herschel-Bulkley (HB)

Neste trabalho, foram analisados fluidos de diferentes números de Hedstrom visando verificar sua influência nas características do escoamento. A Tabela 10 e a Tabela 11 fornecem os valores para o coeficiente de descarga dos fluidos Herschel-Bulkley com $n=0,6$ e $n=0,8$, respectivamente, em função de diferentes parâmetros cinemáticos e geométricos, enquanto que a Figura 36 e a Figura 37 ilustram os mesmos resultados, mas de forma gráfica.

Até o presente momento, o C_d se mostrou inversamente proporcional à razão de contração, entretanto, constata-se que os fluidos HB comportam-se de maneira diferente dos demais fluidos quando $Re=100$. Nessa condição de escoamento na qual os efeitos viscosos assumem proporções consideráveis, desconsiderando o caso $\beta=2$, as perdas de carga aumentam com a diminuição da razão de aspecto.

Tabela 10 – Coeficiente de descarga para o fluido Herschel-Bulkley A em função no número de Reynolds e da razão de aspecto

FLUIDO HERSCHEL-BULKLEY A ($n = 0,6$)						
C_d	Re					
	100	500	1000	1500	2000	
β	2	0,444	0,753	0,822	0,840	0,847
	4	0,390	0,715	0,783	0,803	0,809
	5	0,394	0,710	0,778	0,794	0,798
	8	0,415	0,709	0,762	0,771	0,772
	10	0,432	0,708	0,750	0,756	0,757

Tabela 11 – Coeficiente de descarga para o fluido Herschel-Bulkley B em função no número de Reynolds e da razão de aspecto

FLUIDO HERSCHEL-BULKLEY B ($n = 0,8$)						
C_d	Re					
	100	500	1000	1500	2000	
β	2	0,503	0,775	0,788	0,780	0,772
	4	0,495	0,729	0,736	0,731	0,723
	5	0,512	0,719	0,723	0,719	0,713
	8	0,551	0,701	0,702	0,697	0,694
	10	0,570	0,693	0,693	0,689	0,686

Outra observação interessante, é que para o fluido HB-B o C_d atinge seu valor máximo na faixa compreendida entre $1000 \leq Re \leq 1500$; para números de Reynolds maiores, o coeficiente de descarga tende a diminuir sutilmente e atingir patamares. No entanto, o fluido HB-A apresenta os maiores coeficientes de descarga e, para $Re \geq 500$, comporta-se de forma similar aos FN e PL.

Os gráficos evidenciam que as condições cinemáticas interferem intensamente no coeficiente de descarga, especialmente para menores razões de contração. A diferença percentual entre o maior e menor C_d do HB-A é de: 91% para $\beta = 2$, 108% para $\beta = 4$, 103% para $\beta = 5$, 86% para $\beta = 8$ e 75% para $\beta = 10$; enquanto que para o fluido HB-B é de: 55% para $\beta = 2$, 49% para $\beta = 4$, 41% para $\beta = 5$, 27% para $\beta = 8$ e 22% para $\beta = 10$.

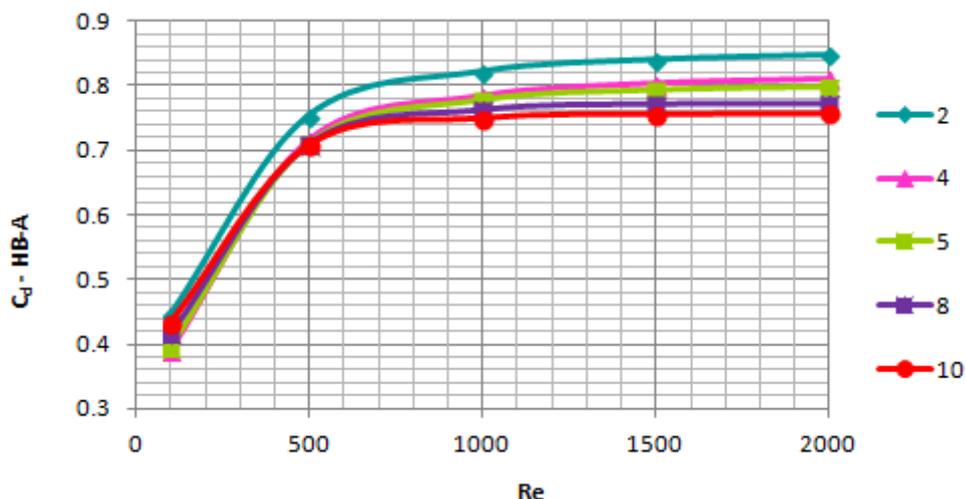


Figura 36 – HB-A: coeficiente de descarga versus número de Reynolds

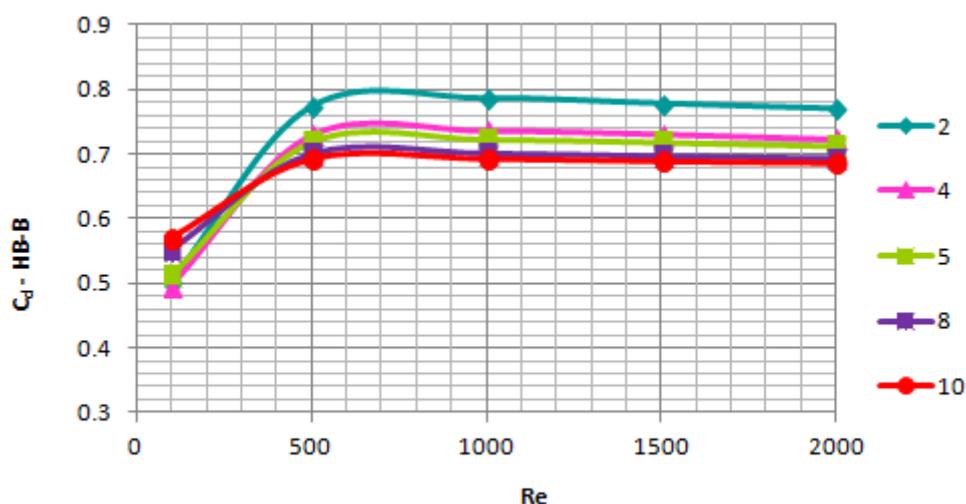


Figura 37 – HB-B: coeficiente de descarga versus número de Reynolds

A Figura 38 e a Figura 39 exibem os gráficos do coeficiente de descarga em função da razão de aspecto dos dois fluidos HB em discussão. Dessa forma, é fácil perceber a tendência inversa que o C_d assume em $Re=100$ e a convergência das curvas conforme Re aumenta.

Além disso, nota-se que a geometria interfere mais no escoamento nas faixas aonde $2 \leq \beta \leq 5$ e para valores de $\beta > 5$ essa interferência vai mantendo um padrão linear. A diferença percentual entre o maior e o menor C_d do fluido HB-A é de: 6% para $Re=500$, 10% para $Re=1000$, 11% para $Re=1500$ e 12% para $Re=2000$; já para o fluido HB-B é de: 12% para $Re=500$, 14% para $Re=1000$, 13% para $Re=1500$ e 12% para $Re=2000$.

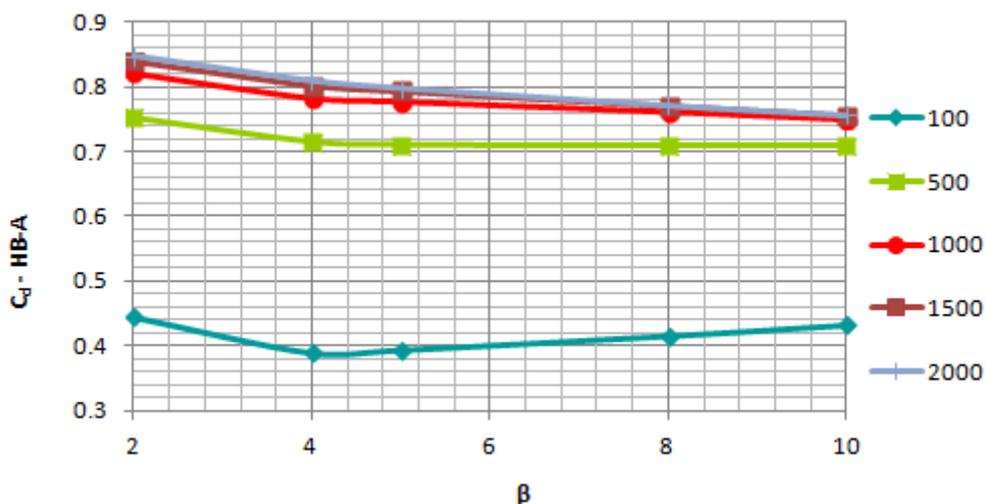


Figura 38 – HB-A: coeficiente de descarga *versus* razão de aspecto

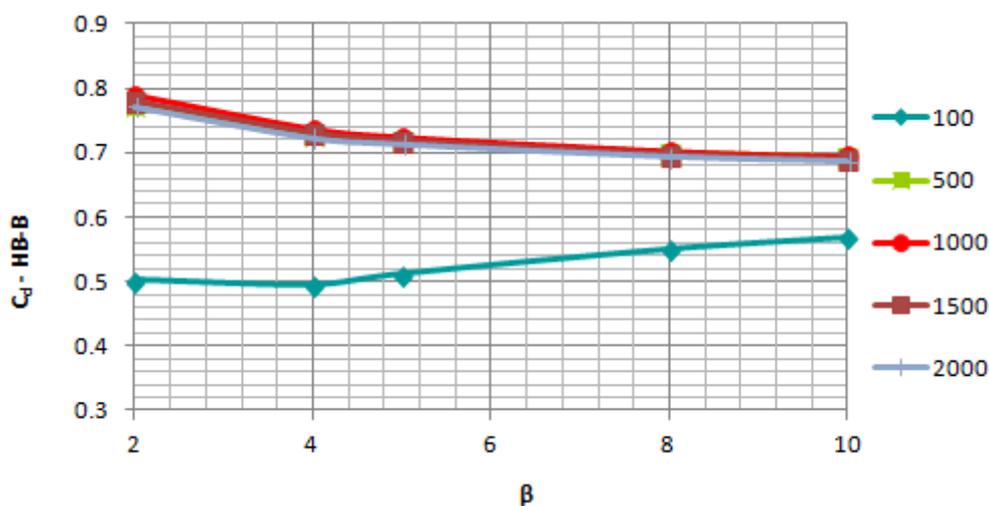


Figura 39 – HB-B: coeficiente de descarga *versus* razão de aspecto

Todos esses resultados demonstram que o fluido de maior He , HB-A, é muito mais sensível às condições de escoamento do que o fluido HB-B, ainda que o valor do coeficiente de descarga de ambos seja bem mais influenciado pelas condições geométricas e cinemáticas do que os fluidos newtoniano e pseudoplásticos. Por outro lado, o FN é o que menos varia em função das circunstâncias do escoamento.

5.6 Comparações com resultados existentes na literatura

O objetivo desta seção é validar os resultados obtidos para cálculo do coeficiente de descarga e discutir correlações apropriadas para cada fluido.

Fluido newtoniano

Conforme apresentado na seção de revisão de estudos anteriores, Boger (1987) propôs uma correlação para a queda de pressão adimensional devido à contração para fluidos newtonianos, Eq. (44). Na Figura 40 são apresentados pontos obtidos das simulações para diferentes razões de aspecto e a linha contínua expressa os valores de referência. Exceto para $\beta=2$, o que era esperado pela própria validade da correlação, tem-se bons resultados.

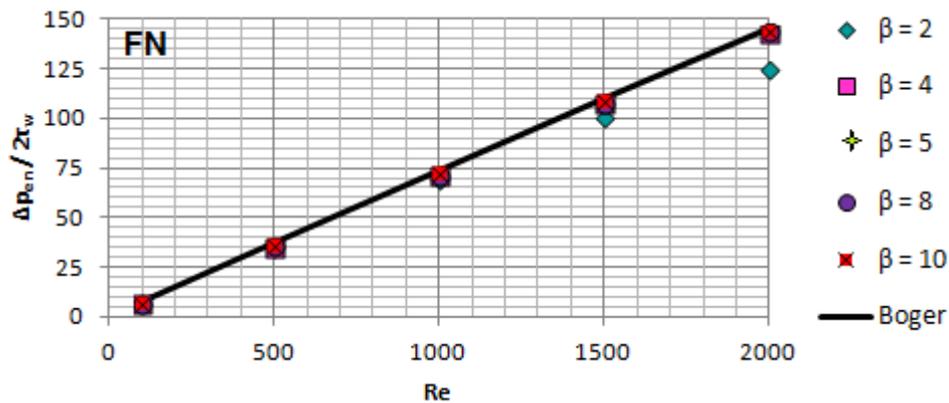


Figura 40 – FN: Queda de pressão adimensional versus número de Reynolds

Os resultados de C_d oriundos das simulações realizadas para o FN foram comparados aos valores propostos por Sahin e Ceyhan (1996), Tabela 12, de acordo com a Eq. (46). Em nenhum dos casos os erros relativos percentuais superaram 0,7% e na maioria eles foram nulos, demonstrando uma excelente concordância com a formulação proposta. Sendo assim, é consistente afirmar que o uso da Eq. (46) pode ser seguramente expandido para análises de escoamento de fluidos newtonianos através de contrações onde $2 \leq \beta \leq 10$ e $100 \leq Re \leq 2000$.

Tabela 12 – FN: Coeficiente de descarga (SAHIN; CEYHAN, 1996)

FLUIDO NEWTONIANO - ÁGUA						
C_d	Re					
	100	500	1000	1500	2000	
β	2	0,652	0,662	0,666	0,671	0,677
	4	0,638	0,655	0,659	0,660	0,662
	5	0,632	0,654	0,658	0,659	0,661
	8	0,631	0,653	0,656	0,656	0,656
	10	0,631	0,653	0,655	0,655	0,656

Fluidos pseudoplásticos

Do mesmo modo que foi feito para os FN, os resultados dos fluidos PL foram comparados com a correlação para a queda de pressão adimensional devido à contração para fluidos Lei de Potência, Eq. (45), citada por Boger (1987). Os três gráficos - Figura 41, Figura 42, e Figura 43 – mostram boas concordâncias e até mesmo para $\beta=2$ foi possível obter valores bastante próximos aos propostos pela correlação (linhas contínuas nos gráficos). A sobreposição dos pontos para os cinco valores de β permite inferir que a razão de contração praticamente não influencia a perda de carga adimensional.

Ademais, foram calculados os coeficientes de descarga para os fluidos PL fazendo uso da Eq. (46). De antemão já era esperada uma maior divergência de resultados, visto que essa equação não considera os parâmetros k e n , os quais definem fluidos regidos pela Lei de Potência.

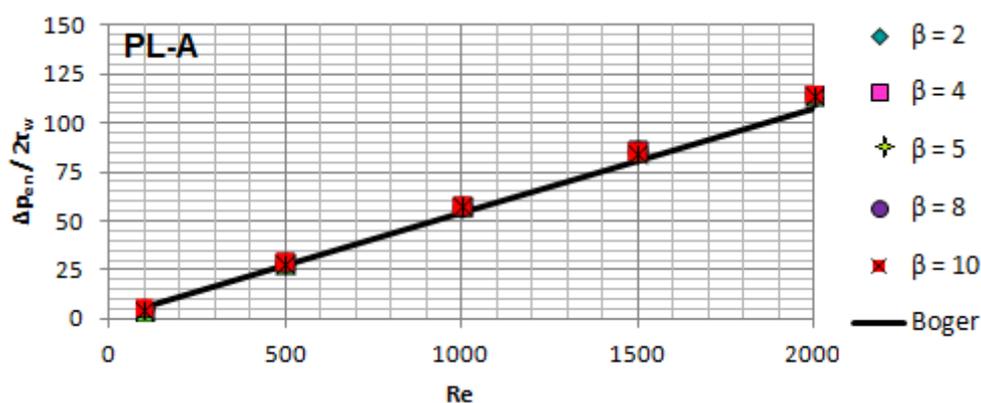


Figura 41 – PL-A: Queda de pressão adimensional *versus* número de Reynolds

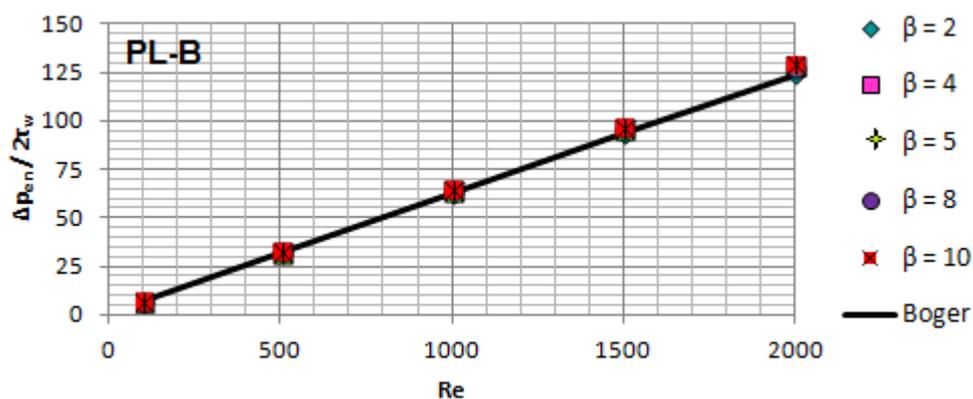


Figura 42 – PL-B: Queda de pressão adimensional *versus* número de Reynolds

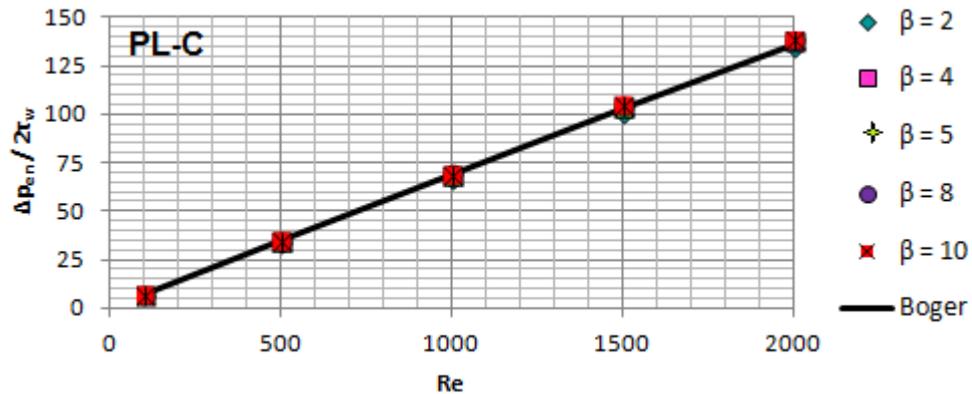


Figura 43 – PL-C: Queda de pressão adimensional versus número de Reynolds

Constatou-se que quanto menor o índice de comportamento do escoamento, ou seja, quanto mais o fluido tende a se afastar do comportamento de um fluido newtoniano, maiores são as discrepâncias em relação aos valores de referência. Os erros relativos são da ordem de 27% para o fluido PL-A ($n=0,4$), 15% para o fluido PL-B ($n=0,572$) e 5% para o fluido PL-C ($n=0,8$).

Uma vez que a intenção é propor uma correlação adequada para calcular o valor do coeficiente de descarga de fluidos em diferentes condições de escoamento, criou-se uma correção especial para os fluidos pseudoplásticos descrita na Eq. (60).

$$C_{d_{PL}} = \beta^2 \sqrt{\frac{\rho V_{máx,e}}{8\Delta P_c}} \sqrt{1 - \beta^{-4}} (0,555^n + 0,4613) \quad (60)$$

Nota-se que a diferença entre a correlação proposta e aquela de Sahin e Ceyhan (1996) é a presença do termo $(0,555^n + 0,4613)$, o qual incrementa o efeito do índice de comportamento do escoamento.

Os valores dos erros relativos apontam para uma boa concordância dos dados ao utilizar a correlação proposta, em nenhum momento superaram os 2%. Assim, pode-se finalizar a descrição de como o coeficiente de descarga varia em função de fluidos pseudoplásticos escoando sob diferentes condições cinemáticas e geométricas.

Fluidos Herschel-Bulkley

Vitorassi (2009) realizou simulações numéricas para melhor compreender o escoamento de diferentes fluidos viscoplásticos através de contrações abruptas. A

Figura 44 e a Figura 45 apresentam alguns dos resultados que ele obteve sendo contrastados com as soluções obtidas no presente trabalho. Apesar de não haverem as curvas para $He = 1,9 \cdot 10^6$ do fluido HB-A e para $He = 8,9 \cdot 10^4$ do fluido HB-B, percebe-se uma boa tendência dos resultados.

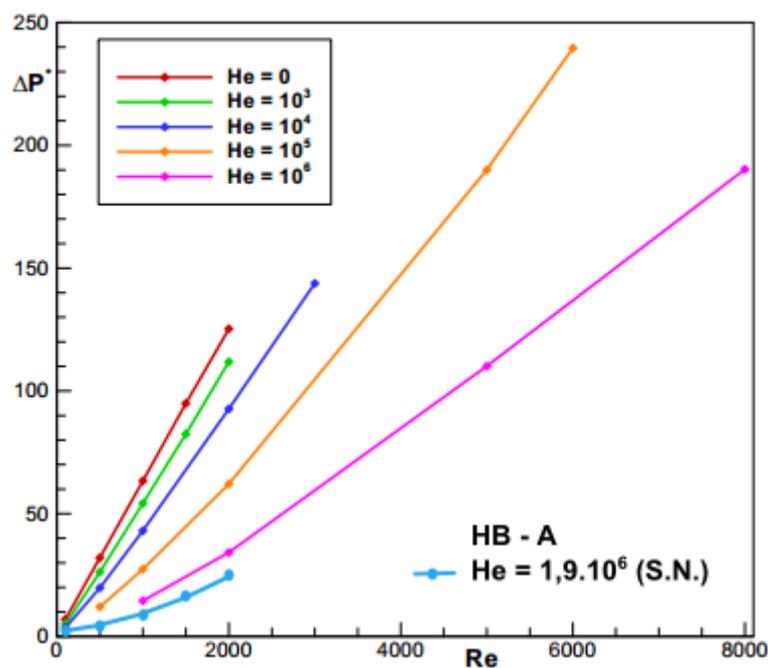


Figura 44 – HB-A: Queda de pressão adimensional *versus* Re ($n = 0,6$)
Adaptado de: Vitorassi (2009).

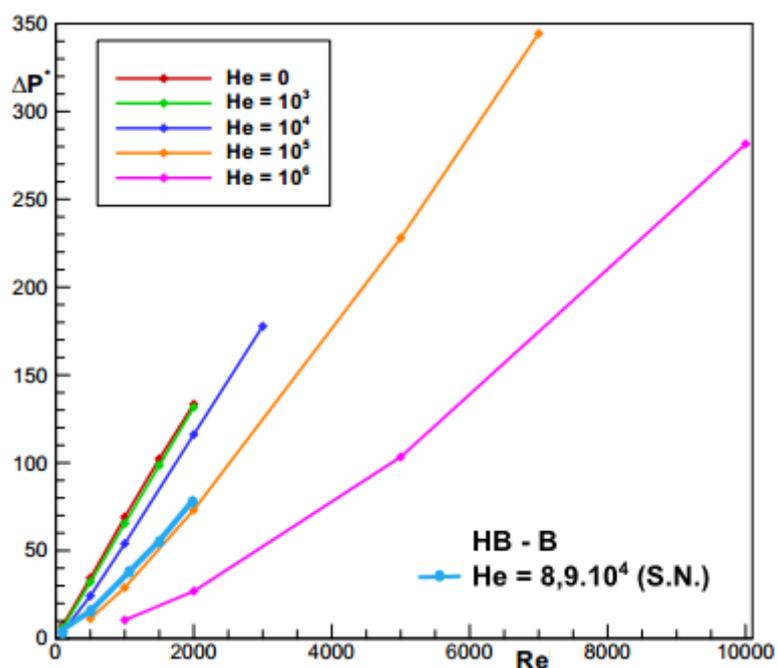


Figura 45 – HB-B: Queda de pressão adimensional *versus* Re ($n = 0,8$)
Adaptado de: Vitorassi (2009).

Ainda citando o estudo feito por Vitorassi (2009), foram propostas curvas da queda de pressão adimensional em função do número de Reynolds generalizado, Re_g , calculado com a Eq. (61). O autor salienta que apesar de Boger (1987) não expandir o uso da Eq. (45) para fluidos viscoplásticos, o termo Re_{PL} foi substituído por Re_g e os resultados obtidos estão presentes nas Figura 46 e Figura 47.

$$Re_g = \psi Re_{HB} \quad (61)$$

Para ambos os fluidos aqui abordados, nota-se que os pontos oriundos das análises das simulações numéricas se aproximaram daqueles de Vitorassi (2009). Ainda, pode-se notar que a correlação de Boger (1987) pode ser utilizada, pelo menos com $100 \leq Re \leq 2000$, para cálculo da queda de pressão adimensional de fluidos HB, desde que se utilize Re_g .

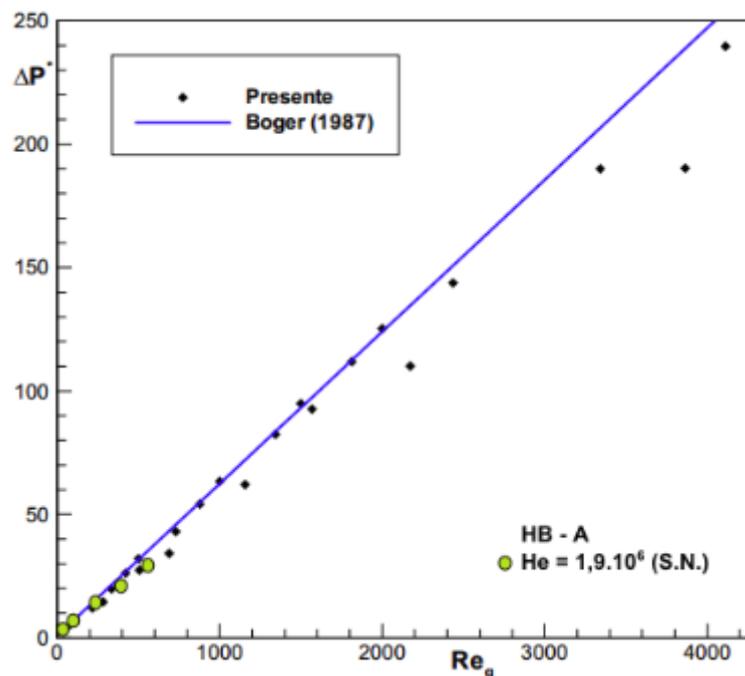


Figura 46 – HB-A: Queda de pressão adimensional versus Re_g ($n=0,6$)
Adaptado de: Vitorassi (2009).

5.7 Caracterização do comportamento dos escoamentos

Alguns campos de velocidade e de pressão obtidos no programa Ansys[®] CFD-Post são apresentados na sequência objetivando ilustrar os resultados discutidos anteriormente.

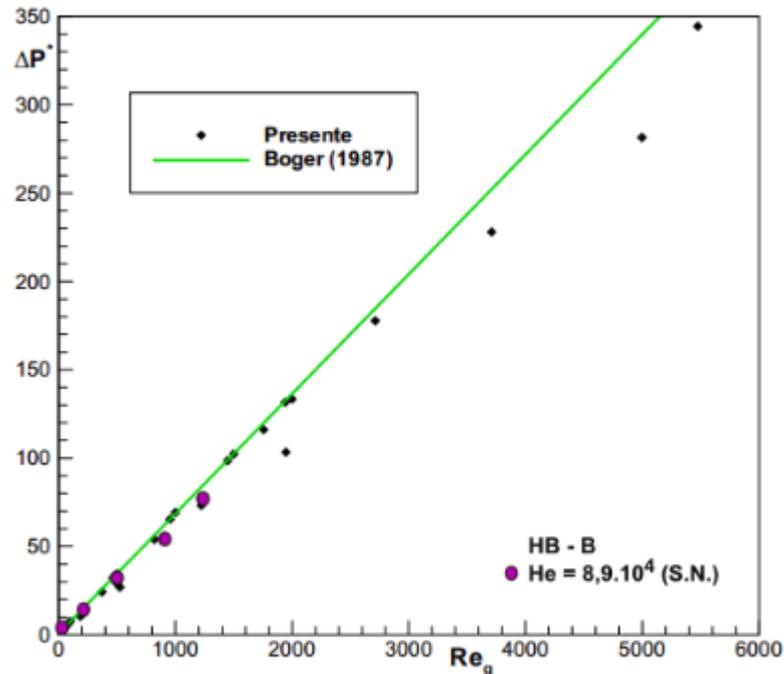


Figura 47 – HB-B: Queda de pressão adimensional versus Re_g ($n=0,8$)

Adaptado de: Vitorassi (2009).

Para o fluido newtoniano, optou-se por expor os campos de velocidade, Figura 48, e de pressão, Figura 49, na condição de $\beta=2$ e $Re=100$. Nota-se que a queda brusca de pressão na região da contração implica no aumento da velocidade.

A Figura 50 ($\beta=2$) e a Figura 51 ($\beta=10$) referentes ao PL-B, foram escolhidas para representar os fluidos pseudoplásticos e ambas fornecem o campo de velocidade na contração para $Re=2000$. Percebe-se que quando a razão de aspecto é maior, também a perturbação no escoamento é maior, o que justifica o menor coeficiente de descarga para tal situação.

Linhas de corrente para o fluido HB-A escoando em uma contração com $\beta=10$ são exibidas na Figura 52 e na Figura 53, alusivas, respectivamente, a $Re=100$ e $Re=2000$. Comparando as duas ilustrações, percebe-se uma maior região cisalhada após a contração para a condição de maior número de Reynolds.

Lembrando que o fluido Herschel-Bulkley é viscoplástico, a Figura 54 e a Figura 55 são aqui exibidas no intuito de comprovar a diminuição do raio de plugue com o aumento do número de Reynolds. Porquanto um maior volume de fluido está efetivamente sendo cisalhado em $Re=2000$ e maiores são as velocidades, maior é o coeficiente de descarga nessa condição em relação a $Re=100$.

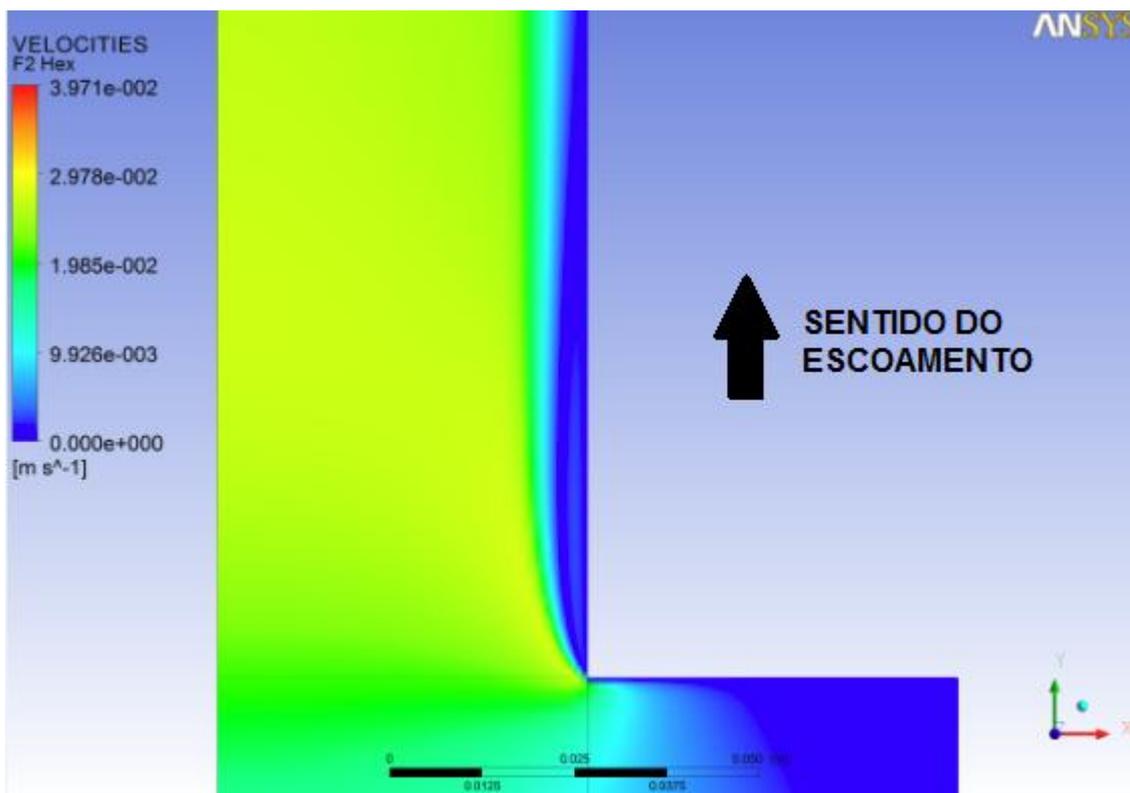


Figura 48 – FN: Campo de velocidade na contração ($\beta = 2$ e $Re = 100$)

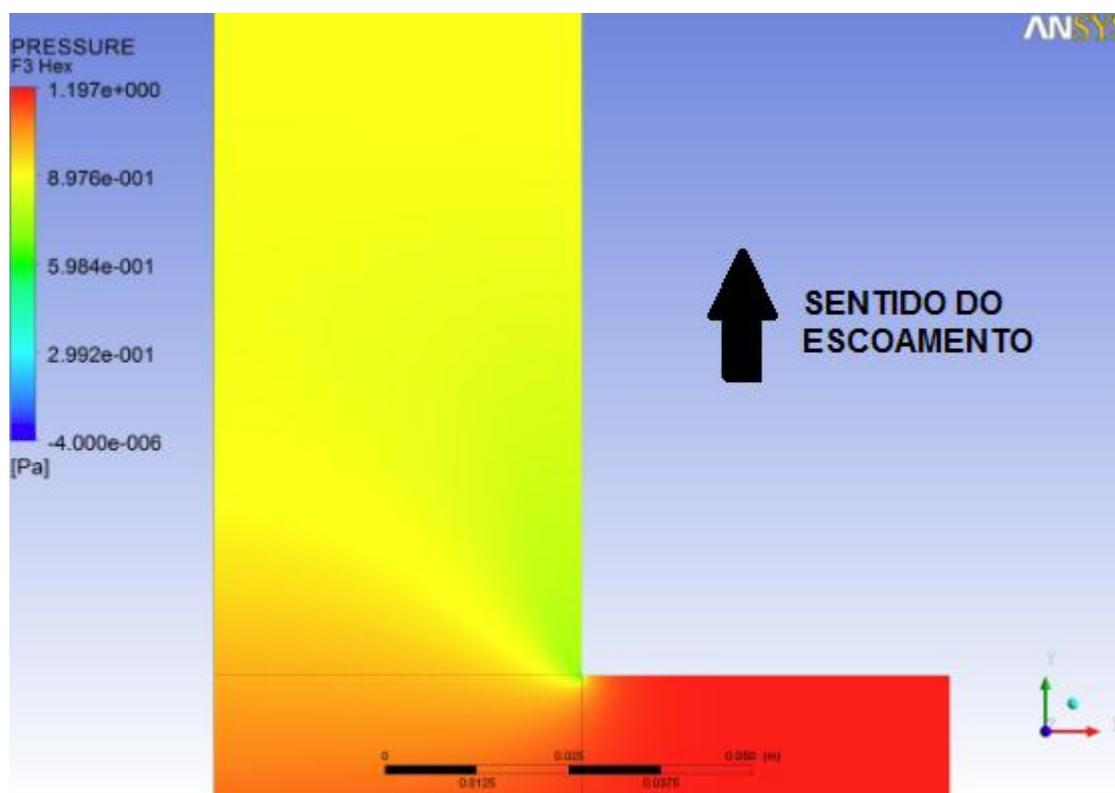


Figura 49 – FN: Campo de pressão na contração ($\beta = 2$ e $Re = 100$)

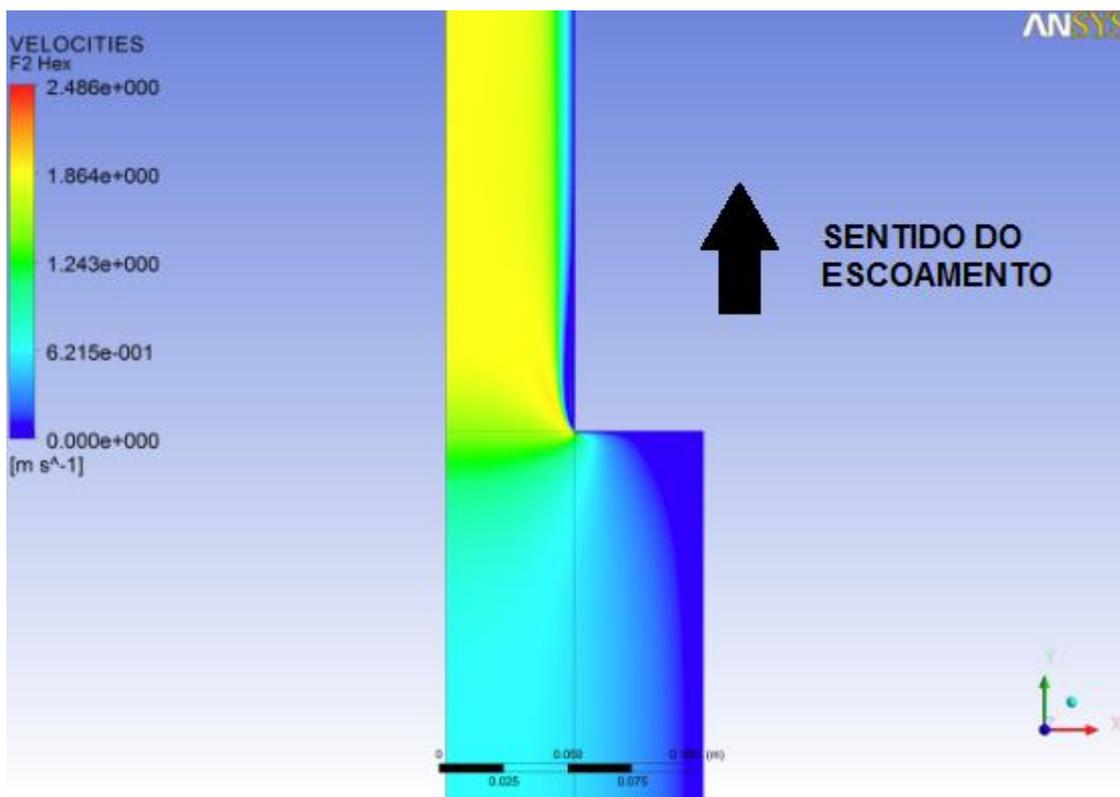


Figura 50 – PL-B: Campo de velocidade na contração ($\beta = 2$ e $Re = 2000$)

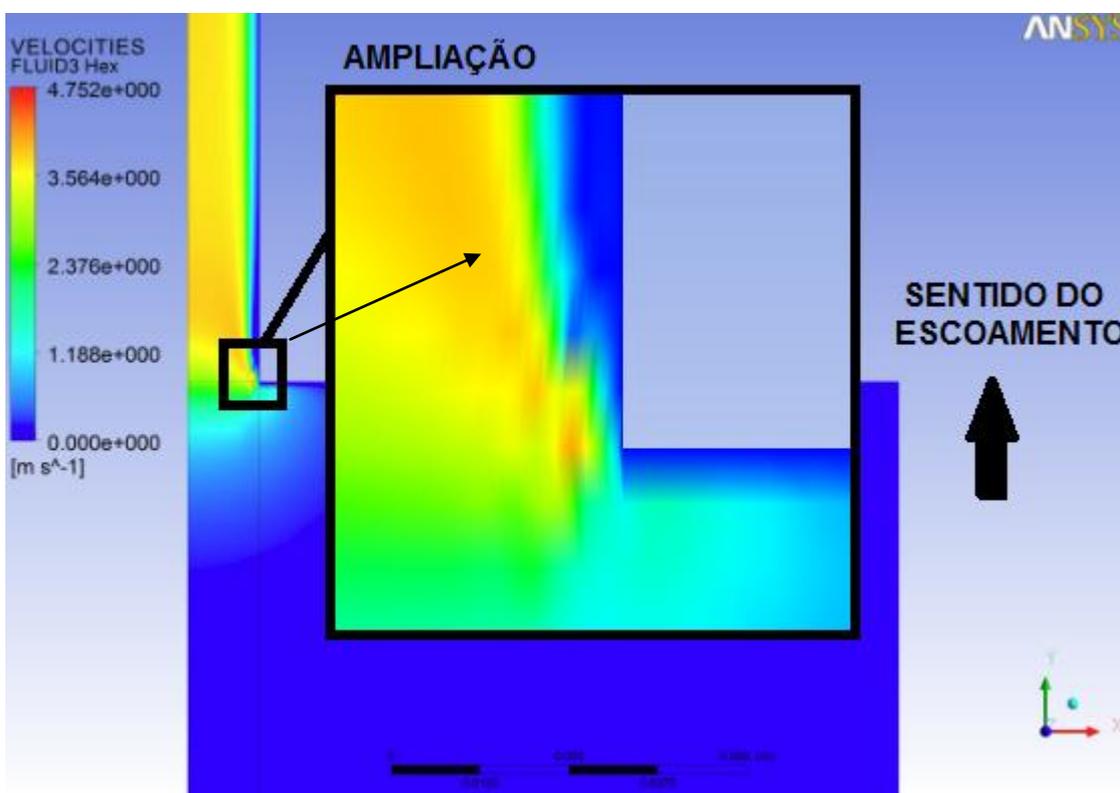


Figura 51 – PL-B: Campo de velocidade na contração ($\beta = 10$ e $Re = 2000$)

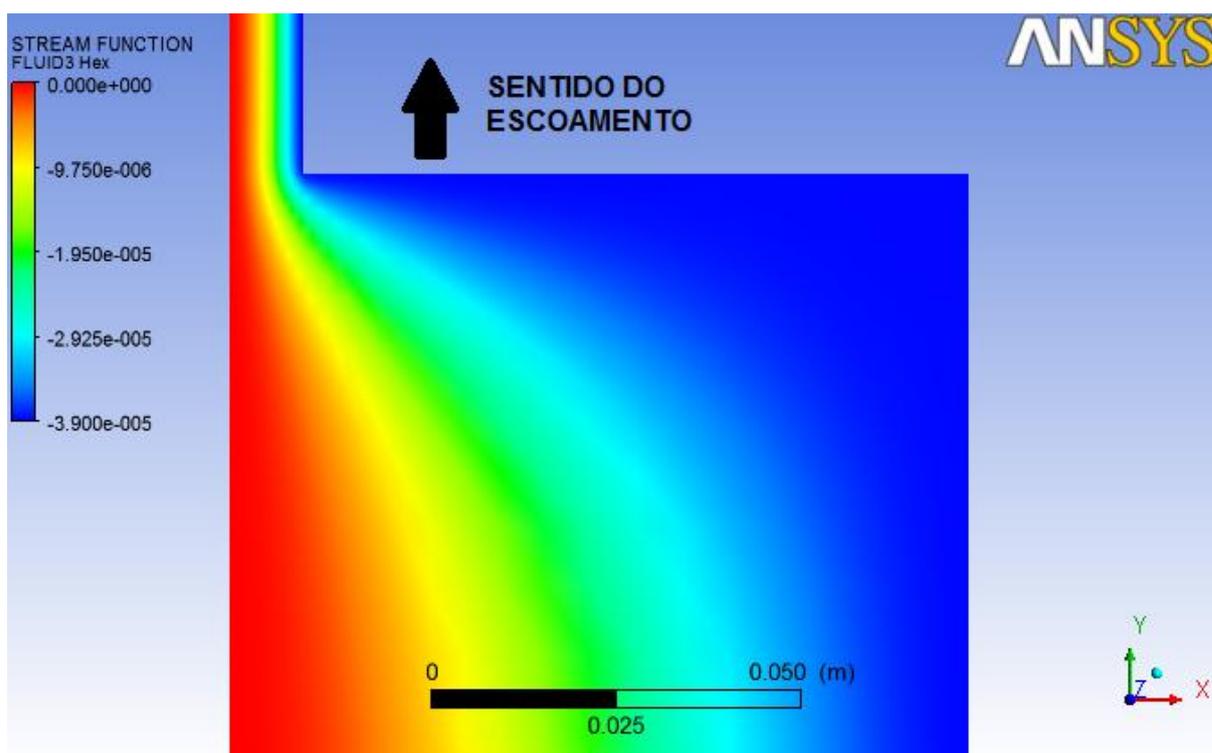


Figura 52 – HB-A: Linhas de corrente na contração ($\beta=10$ e $Re=100$)



Figura 53 – HB-A: Linhas de corrente na contração ($\beta=10$ e $Re=2000$)

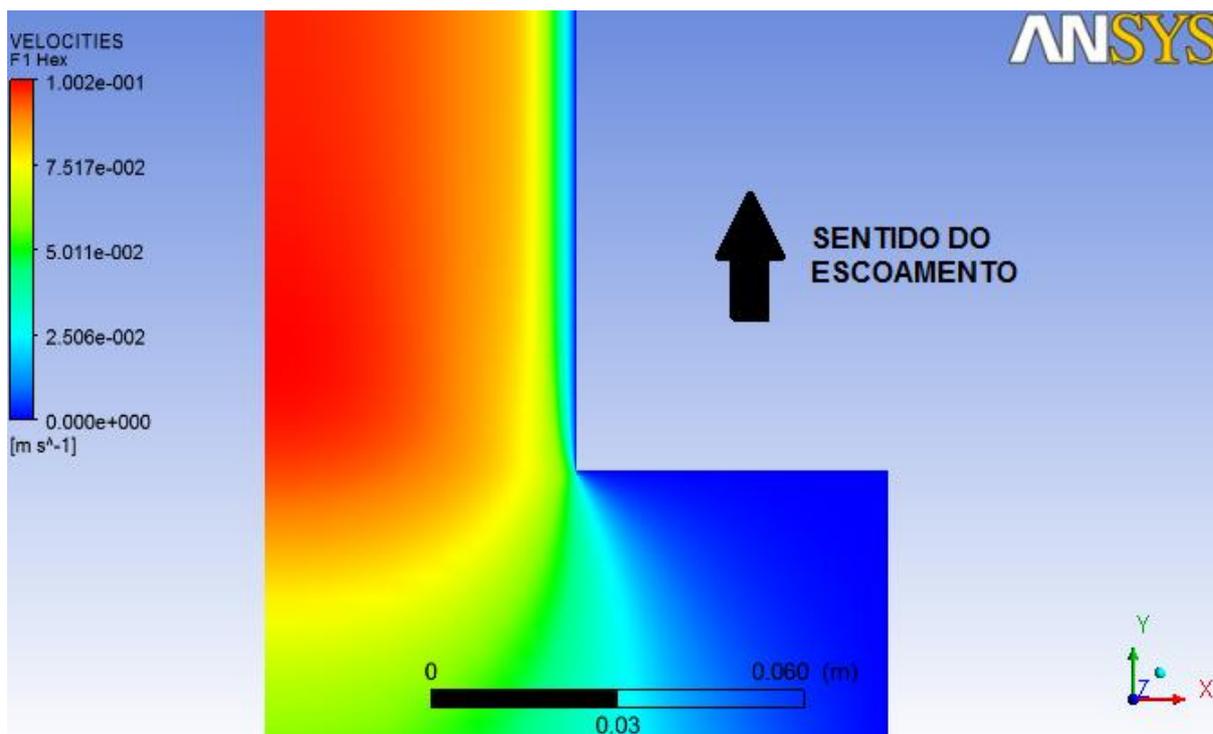


Figura 54 – HB-B: Campo de velocidade na contração ($\beta = 2$ e $Re = 100$)

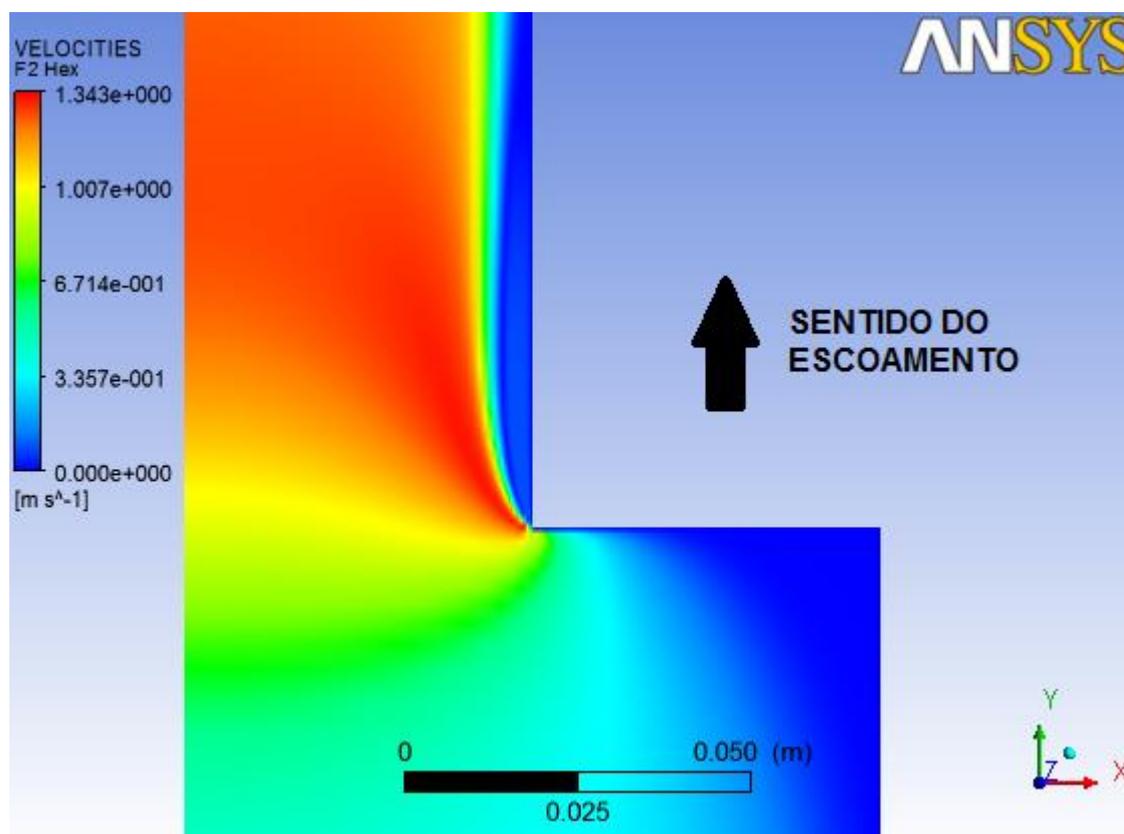


Figura 55 – HB-B: Campo de velocidade na contração ($\beta = 2$ e $Re = 2000$)

5.8 Considerações finais acerca da execução do trabalho

A metodologia elaborada para realização do trabalho foi exatamente aquela sugerida na Proposta do Projeto de Pesquisa, exceto pelo fato que nem todas as etapas ocorreram sequencialmente. Ocasionalmente, foi possível antecipar algumas análises de resultados enquanto simulações numéricas onerosas eram executadas pelo programa.

Os testes de malha demandaram muito mais tempo do que era esperado, no entanto, não atrasaram, nem impediram o avanço do projeto. Outro inconveniente encontrado foram algumas simulações que a princípio não convergiam, fazendo necessário conhecer e implementar técnicas para se alcançar a convergência.

As etapas de processamento e pós-processamento das análises do fluido newtoniano foram extremamente rápidas se comparadas aos dos fluidos Herschel-Bulkley, visto a inerente complexidade matemática e física do escoamento desses fluidos viscoplásticos.

A comparação com resultados presentes na literatura não foi tão elementar quanto parecia ser. Todas as planilhas precisaram ser refeitas mais de uma vez a fim de comportar todos os dados e informações necessárias para gerar gráficos e tabelas comparativas. Além disso, bastante tempo foi investido na busca por correlações já existentes para descrever o comportamento de fluidos através de contrações nas condições definidas no presente trabalho.

Apesar da grande quantidade de parâmetros avaliados e das dezenas de combinações de condições de escoamento, o projeto foi concluído dentro do prazo previsto. É válido salientar que não obstante a grande dimensão do tema escolhido, a oportunidade identificada permitiu a esse Trabalho de Conclusão de Curso discutir assuntos que não podem ser tratados com tal profundidade em sala de aula devido à falta de tempo.

6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Em meio aos resultados alcançados para o coeficiente de descarga, foi possível identificar que o fluido newtoniano é o menos e o fluido Herschel-Bulkley é o mais sensível às condições geométricas e cinemáticas do escoamento.

Com relação aos fluidos pseudoplásticos, a diminuição do índice de comportamento dos fluidos mostrou ser diretamente proporcional às perdas, acarretando em maiores coeficientes de descarga. Além disso, comparando fluidos Herschel-Bulkley, aquele de maior número de Hedstrom mostrou ter os maiores coeficientes de descarga para a condição de maior número de Reynolds e ao mesmo tempo os menores coeficientes para o menor número de Reynolds.

As soluções numéricas dos fluidos newtonianos e não newtonianos escoando através de contrações abruptas em tubos circulares foram comparadas a soluções analíticas para verificação numérica e posteriormente a dados contidos na literatura. As boas concordâncias encontradas deram validade aos resultados obtidos e o objetivo final pode ser atingido.

Por fim, conclui-se que quanto maior a razão de aspecto e maior o número de Reynolds, maior é o coeficiente de descarga para fluidos newtonianos e pseudoplásticos. Entretanto, essa verdade nem sempre é válida para o fluido Herschel-Bulkley, o qual apresentou comportamentos diferenciados em função do número de Hedstrom, demonstrando a influência dos efeitos plásticos *versus* viscosos no padrão de escoamento.

6.1 Sugestões para trabalhos futuros

Dentro da linha de pesquisa apresentada, algumas sugestões para trabalhos futuros são aqui registradas:

- a) Estudar o escoamento de fluidos newtonianos e não newtonianos através de contrações abruptas em regime turbulento;
- b) Simular o escoamento de fluidos Herschel-Bulkley através de contração abruptas para números de Reynolds superiores a 2000;

- c) Avaliar o efeito de expansões e contrações presentes na geometria por onde diferentes fluidos escoam;
- d) Investigar a influência de razões de aspecto menores que dois e maiores que 10 no valor do coeficiente de descarga;
- e) Averiguar o escoamento de fluidos através de reduções bruscas em geometrias anulares; e,
- f) Confirmar os resultados obtidos com testes experimentais.

REFERÊNCIAS

ALEGRIA, Luis Miguel C. **Soluções analíticas e numéricas para o escoamento laminar desenvolvido de fluido viscoplástico em dutos e anulares elípticos**. 2011. 173 f. : Dissertação (Mestrado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Curitiba, 2011.

ALVI, S. H.; SHRIDHARAN, K.; LAKSHMANA RAO, N. S. Loss characteristics of orifices and nozzles. **Journal of Fluids Engineering**. V. 100(3). p. 300-307. 1978.

AMERICAN PETROLEUM INSTITUTE. **API Spec. 13D**: Recommended Practice on the Rheology and Hydraulics of Oil-Well Drilling Fluids. 5. Ed. 2006.

BARNES, H.A. The Yield Stress – a Review – Everything Flows?. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**. V. 81. p. 133-178. 1999.

BINDING, D. M. An approximate analysis for contraction and converging flows. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**. V. 27. p. 173-189. 1988.

BIRD, R. Byron; ARMSTRONG, Robert C.; HASSAGER, Ole. **Dynamics of polymeric liquids**. 2. ed. New York: J. Willey. 1987. 2 v.

BOGER, D. V. Viscoelastic flows through contractions. **Ann. Rev. Fluid Mechanics**. V. 19. p. 157-182. 1987.

BOURGOYNE Jr, Adam T.; MILLHEIM, Keith K.; CHENEVERT, Martin E.; YOUNG Jr, F. S. **Applied Drilling Engineering**. 2. ed. Richardson. TX: Society of Petroleum Engineers. 1991

CHHABRA, R. P.; RICHARDSON, J. F. **Non-Newtonian Flow in the Process Industries**. Butterworth. Heinemann. 1999.

DUDA, J. L.; VRENTAS, J. S. Entrance Flows of Non-Newtonian Fluids. **Transactions of The Society of Rheology**. V. 17. p. 89-108. 1973

DURST, F.; LOY, T. Investigations of laminar flow in a pipe with sudden contraction of cross sectional area. **Computers & Fluids**. V. 13. n. 1. p. 15-36. 1985.

FOX, Robert W.; McDONALD, Alan T.; PRITCHARD, Philip J. **Introdução à Mecânica dos fluidos**. 6. ed. Rio de Janeiro: LTC. 2006.

HAMMAD, K. J.; VRADIS, G. C. Creeping Flow of a Bingham Plastic Through Axisymmetric Sudden Contractions with Viscous Dissipation. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. V. 39. p. 1555-1567. 1996.

HOLLINGSHEAD, Colter L; JOHNSON, M. C.; BARFUSS, S. L., SPALL, R. E. Discharge Coefficient Performance of Venturi. Standard Concentric Orifice Plate. V-Cone. and Wedge Flow Meters at Small Reynolds Numbers. **Journal of Petroleum Science and Engineering**. V. 78. p. 559-566. set. 2011.

INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION. **ISO 5167-1: Measurement of fluid flow by means of pressure differential devices inserted in circular cross-section conduits running full – Part 1: General Principles and requirements**. 2003.

JAY, P.; MAGNIN, A.; PIAU, J. M. Viscoplastic Fluid Flow Through a Sudden Axisymmetric Expansion. **AIChE Journal**. V. 47. p. 2155-2166. 2001.

JOHANSEN, F. C. Flow through pipe orifices at low Reynolds number. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Containing Papers of a Mathematical and Physical Character**. V. 126 (801). p. 231-245. 1930.

LESJOFORSAB. Disponível em: http://www.lesjoforsab.com/news/news_detail.asp?nyhetsid=84&sprakid=2. Acesso em: 14 de junho de 2013.

MACHADO, José Carlos V. **Reologia e escoamento de fluidos**: ênfase na indústria do petróleo. Engenho Novo, RJ: Interciência. 2002. 257 p.

MALIN, M. R. Turbulent Pipe Flow of Herschel-Bulkley Fluids. **Int. Comm. Heat Mass Transfer**. V. 25. p. 321-330. 1998.

MALIN, M. R. Turbulent Pipe Flow of Power-Law Fluids. **Int. Comm. Heat Mass Transfer**. V. 24. N. 7. p. 977-988. 1997.

McNEIL, David A.; ADDLESEE, Jack; STUART, Alastair. An experimental study of viscous flows in contractions. **Journal of Loss Prevention in the Process Industries**. V. 12. p. 249–258. 1999.

MELO, Klismeryane C. de. **Avaliação e modelagem reológica de fluidos de perfuração base água**. 2008. 100 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Química) – Departamento de Engenharia Química. Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Natal. 2008.

METZNER, A. B.; REED, J. C. Flow of non-Newtonian fluids-correlation of laminar. transition and turbulent flow regions. **AIChE Journal**. V. 1. p. 434-40. 1955.

MISHRA, P.; TRIPATHI, G. Transition from laminar to turbulent flow of purely viscous non-Newtonian fluids in tubes. **Chemical Engineering Science**. V. 26. P. 915-921. 1971.

NIGRO, F. E. B.; STRONG, A. B.; ALPAY, S. A. A numerical study of the laminar. viscous. incompressible flow through a pipe orifice. **Journal of Fluids Engineering**. V. 100(4). p. 467-472. 1978.

NTAMBA, Butteur M. N. **Non-Newtonian pressure loss and discharge coefficients for short square-edge orifice plates**. 2011. 205 f. These (Master Technology: Mechanical Engineering) – Faculty of Engineering. Cape Peninsula University of Technology. Cape Peninsula. 2011.

OZALP, C.; PINARBASI, A.; FAKILAR, M.S.; SAHIN, B. PIV Measurements of Flow Through a Sudden Contraction. **Flow Measurement and Instrumentation**. V. 18. p. 121-128. 2007.

PAIAMAN, A. M.; AL-ASKARI, M. K. G.; SALMANI, B.; AL-ANAZI, B. D.; MASIHI, M. Effect of Drilling Fluid Properties on Rate of Penetration. **NAFTA Croatian Scientific Journal**. V. 60. n. 3. p. 129-134. 2009.

PEREIRA, F. A. R.; BARROZO, M. A. S.; ATAÍDE, C. H. CFD Predictions of drilling fluid velocity and pressure profiles in laminar helical flow. **Brazilian Journal of Chemical Engineering**. V. 24, p. 587-595, 2007.

PETROBRAS. **Relatório de Sustentabilidade**. 2007.

PETROBRAS. **Relatório de Sustentabilidade**. 2011.

PLÁCIDO, João C. R.; PINHO, Rodrigo. **Brocas de perfuração de poços de petróleo**. Rio de Janeiro. 2009.

RAHMAN, M. M.; BISWAS, R.; MAHFUZ, W. I. Effects of Beta Ratio and Reynold's Number on Coefficient of Discharge of Orifice Meter. **Journal of Agriculture & Rural Development**. V. 7. p. 151-156. 2009.

RIBEIRO, Marco A. **Medição de Vazão: Fundamentos e Aplicações**. 6. ed. Salvador: Tek Treinamento & Consultoria Ltda. 2004.

ROCHA, Daniele C. **Determinação da perda de carga de fluidos de perfuração no escoamento através de acessórios especiais**. 2008. 107 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Química) – Curso de Pós-Graduação em Engenharia Química . Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro. 2008.

PALACIOS S., Fredy M. **Estudo Experimental do Escoamento de Fluido Newtoniano em Contração Abrupta Axissimétrica com a Técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas**. 2011. 174 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba. 2011.

SAHIN, B.; CEYHAN, H. Numerical and experimental analysis of laminar flow through square-edged orifice with variable thickness. **Transactions of the Institute of Measurement and Control**. V. 18 (4). p. 166-174. 1996.

SALAS-VALERIO, W. F.; STEFFE, J. F. Orifice discharge coefficients for power-law fluids. **Journal of Food Process Engineering**. V. 12(2). p. 89-98. 1990.

SCHEID, C. M.; CALCADA, L. A.; ROCHA, D. C.; ARANHA, P. E.; ARAGAO, A. F. L.; MARTINS, A. L. Prediction of Pressure Losses in Drilling Fluid Flows in Circular and Annular Pipes and Accessories. **Society of Petroleum Engineers**. SPE 122072. jun. 2009.

SEED. **Um Programa Schlumberger de Desenvolvimento Comunitário sem Fins Lucrativos**. Disponível em:< <http://www.seed.slb.com>>. Acesso em: 08/10/08.

SIMUTECHGROUP. Disponível em: <http://www.simutechgroup.com/Fluid-Dynamics>

/ansys-cfd-PolyFlow-software.html. Acesso em: 28 de maio de 2013.

SISAVATH, S.; JING, X.; PAIN, C.; ZIMMERMAN, R.W. Creeping Flow Through an Axisymmetric Sudden Contraction or Expansion. **Journal of Fluids Engineering**. V.124. p. 273-279. 2002.

STEFFE, James F. **Rheological methods in food process engineering**. 2. ed. East Lansing: Freeman Press. 1992. 418 p.

THOMAS, José Eduardo et al. **Fundamentos de engenharia de petróleo**. 2. ed. Rio de Janeiro: Interciência. 2004. xvi. 271 p.

VITORASSI, Pedro H. **Simulação numérica do escoamento de fluido viscoplástico através de contração abrupta**. 2009. 107 f. Monografia (Engenharia Industrial Mecânica) – Departamento Acadêmico de Mecânica. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba. 2009.

WHITE, Frank M. **Mecânica dos fluidos**. 4. ed. Rio de Janeiro: McGraw-Hill. 2002. 570.