

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

BRUNO RAFAEL BECKER

**ANÁLISE DO ESCOAMENTO VISCOSO EM UMA BOMBA
EJETORA**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO
(TCC II)

CURITIBA

2015

BRUNO RAFAEL BECKER

ANÁLISE DO ESCOAMENTO VISCOSO EM UMA BOMBA EJETORA

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

Orientador: Prof. Dr. Rigoberto E. M. Morales

Co-Orientador: M.Sc. Henrique S. Azevedo

Co-Orientador: Eng. Michele Pedroso

CURITIBA

2015

TERMO DE APROVAÇÃO

Por meio deste termo, aprovamos a Proposta do Projeto de Pesquisa "ANÁLISE DO ESCOAMENTO VISCOSO EM UMA BOMBA EJETORA", realizado pelo aluno Bruno Rafael Becker, 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. Dr. Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales

DAMEC, UTFPR

Orientador

Prof. Dr. Moisés Alves Marcelino Neto

DAMEC, UTFPR

Avaliador

Prof. Dr. Silvio Luiz de Mello Junqueira

DAMEC, UTFPR

Avaliador

Curitiba, 17 de dezembro de 2015.

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha família.

AGRADECIMENTOS

Agradeço à Universidade Tecnológica Federal do Paraná pela enriquecedora oportunidade de concluir este curso de graduação, propiciando um inestimável aprendizado que espero utilizar e aprimorar para produzir novos conhecimentos.

Ao prof. Dr. Rigoberto Morales, por ter me acolhido de braços abertos e ter aceitado o desafio de um trabalho numérico.

Ao pesquisador Eng^o Henrique Stel Azevedo da UTFPR, pelas longas discussões e ensinamentos em DFC; e a Eng^a Michele Pedroso pelo incansável apoio nas simulações e discussões.

A todas as pessoas que, direta ou indiretamente, participaram deste trabalho e foram capazes de acrescentar sabedoria, motivação e alegria em minha vida, muito obrigada.

A toda a minha família e amigos que sempre demonstraram grande carinho e apreço.

RESUMO

Bombas ejetoras são consideradas como bombas auxiliares no transporte de fluidos e são projetadas para uma variedade de situações na indústria de petróleo e gás. Elas são usadas de maneira convencional na extração de petróleo e gás, bem como em aplicações mais complicadas, como poços com revestimento defeituoso ou frágil. Uma bomba ejetora não requer indução mecânica e, portanto, oferece alta confiabilidade. Ejetores são conhecidos por funcionar de forma simples e robusta, com mínimo desgaste e necessidade de manutenção. A grande vantagem do ejetor é que não existem partes móveis em sua composição, sendo por isso capaz de trabalhar em áreas remotas e em condições extremas. Com o intuito de entender a dinâmica do fluido em seu interior e o seu funcionamento, no presente trabalho estuda-se o comportamento do escoamento viscoso em uma bomba ejetora. Para a modelagem do escoamento, será utilizada uma abordagem matemática Euleriana em conjunto com equações constitutivas para trocas interfaciais de duas fases líquidas. Para a modelagem numérica, utiliza-se o Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos com uma formulação completamente implícita. As equações discretizadas são resolvidas pelo programa de dinâmica dos fluidos computacional ANSYS-CFX 14.5. Foram realizados testes com malhas de duas e três dimensões e os resultados são validados com dados experimentais existentes na literatura aberta. A partir dos resultados numéricos, é analisada a influência do escoamento viscoso no desempenho do ejetor. Também são avaliados os principais parâmetros que ajudam no projeto de um ejetor, como por exemplo, vazões, alturas manométricas e pressões das fases viscosas em função da variável geométrica da razão de área entre bocal e garganta.

Palavras-chave: Ejetor, simulação, bomba ejetora, viscoso, método numérico.

ABSTRACT

Jet pumps are considered auxiliary pumps in the transportation of fluids and are designed for a variety of situations in the oil and gas industry. They are conventionally used in the oil and gas extraction, as well as more complex applications, such as wells with defective or brittle coating. A jet pump requires no mechanical induction and thus offers high reliability. Ejectors are known to work simply and robustly, with minimal wear and maintenance needs. The great advantage of the ejector is that there are no moving parts in their composition, thus being able to work in remote areas and under extreme conditions. In order to understand the fluid dynamics inside the jet pump and its operation, in this paper we study the viscous flow behavior. For the flow modeling, will be used an Eurlian mathematical approach together with constitutive equations for interfacial exchange for the liquid phases. For the numerical modeling was used the Finite-Volume Method based on elements with a fully implicit formulation. The discretized equations are solved by dynamic program computational fluid ANSYS CFX-14.5. The results will be validated with experimental data found in the open literature. From the numerical results will be analyzed the influence of viscous flow on the ejector performance. Also reviews of the key parameters that help in the design of an ejector, as mass flow, head pressure and pressure of the viscous phases as a function of the geometric variable nozzle-throat.

Keywords: Ejector, jet pump, computational simulation, viscous, numerical method.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1-1 - Típica configuração de uma bomba ejetora.....	17
Figura 1-2 - Típica configuração de uma bomba ejetora.....	17
Figura 1-3 - Representação Esquemática do sistema Mobo.....	18
Figura 1-4 - Representação Esquemática da Bomba Ejetora acoplada ao sistema Mobo.....	18
Figura 2-1 - Representação da bomba ejetora utilizada por Sanger (Fonte: Sanger, 1970).	24
Figura 2-2 - Resultados obtidos por Sanger (Fonte: Sanger, 1970).....	24
Figura 2-3 - Bomba ejetora utilizada no experimento de Jiao (Fonte: Jiao, 1985).....	26
Figura 3-1 - Volume de controle genérico contendo dois fluidos e uma interface móvel separando-os.....	30
Figura 3-2 - Interface entre dois fluidos (1 e 2) (Fonte: Nieckele e Carneiro, 2012).....	31
Figura 4-1 – Volume de controle criado num vértice dos elementos finitos.	41
Figura 4-2 – (a) Malha no sistema de coordenadas original. (b) Malha no sistema de coordenadas generalizadas (Maliska, 2004)	44
Figura 4-3 - Geometria utilizada para criação de malha.....	45
Figura 4-4 - Domínio Fluido da bomba ejetora estudada por Sanger, 1970.....	46
Figura 4-5 – Detalhe de refinamento da malha.	46
Figura 4-6 – Bomba ejetora tridimensional: vista lateral.....	46
Figura 4-7 – Geometria Tridimensional: (a) entrada fluido motriz em vermelho e entrada de fluido movido em azul: (b) Descarga do ejetor em verde.....	47
Figura 4-8 – Planos de interesse para os perfis de velocidades.	49
Figura 4-9 – Perfil de velocidade na seção (1) – bocal convergente e sucção. 49	
Figura 4-10 – Perfil de velocidade na seção (2) – garganta.....	50
Figura 4-11 – Perfil de velocidade na seção (3) – difusor.	50

Figura 4-12 – Curvas de eficiência dos ejetores de Sanger (1970).....	52
Figura 4-13 – Curvas da altura adimensional de bombeamento dos ejetores S1 e S2.....	53
Figura 4-14 – Curvas de eficiência das malhas bidimensional (Geo2D) e tridimensional (Geo3D)	55
Figura 5-1 – Geometria base.....	56
Figura 5-2 – Condições de Contorno.	56
Figura 5-3 – Curvas de eficiência para fluido Água.....	59
Figura 5-4 – Curvas de eficiência para fluido Água10cp	59
Figura 5-5 – Curvas de eficiência para fluido Água100cp	60
Figura 5-6 – Curvas de altura adimensional de bombeamento para fluido Água	61
Figura 5-7 – Curvas de altura adimensional de bombeamento para fluido Água10cp.....	62
Figura 5-8 – Curvas de altura adimensional de bombeamento para fluido Água100cp	62
Figura 5-9 – Envelope operacional dos ejetores para o fluido Água	63
Figura 5-10 – Envelope operacional dos ejetores para o fluido Água10cp	63
Figura 5-11 – Envelope operacional dos ejetores para o fluido Água100cp	64
Figura 5-12 – Eficiência máxima em função da razão de área bocal-garganta.	64
Figura 5-13 – Campo de velocidades de G02 em três condições operacionais.	65
Figura 5-14 – Campo de energia cinética turbulenta de G02 em três condições operacionais.....	65
Figura 5-15 – Campo de velocidades de G02 em três viscosidades operacionais.....	66
Figura 5-16 – Campo de energia cinética turbulenta de G02 em três viscosidades operacionais.	67

Figura 5-17 – Pressão ao longo da linha central da garganta G02 para fluido Água.....	68
Figura 5-18 – Pressão ao longo da linha central da garganta G02 para fluido Água10cp.....	68
Figura 5-19 – Pressão ao longo da linha central da garganta G02 para fluido Água100cp.....	69
Figura 5-20 – Perfil de velocidade adimensional na entrada da garganta do ejetor G02.	70
Figura 5-21 – Perfil de velocidade adimensional na saída da garganta do ejeter G02.	70

LISTA DE TABELAS

Tabela 4-1 – Geometrias de estudo de Sanger (1970)	49
Tabela 4-2 – Geometrias de estudo de Sanger (1970)	51
Tabela 5-1 – Tabela de Viscosidades	57
Tabela 5-2 – Geometrias do estudo de caso	58
Tabela 5-3 – Geometrias do estudo de caso	65
Tabela 5-4 – Geometrias do estudo de caso	66

LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E ACRÔNIMOS

CFD: *Computational Fluid Dynamics*

MVFB: Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos

BCS: Bomba Centrífuga Submersa

TCC: Trabalho de Conclusão de Curso

COBEM: *International Congress of Mechanical Engineering*

ASME: *American Society of Mechanical Engineers*

BP: *British Petroleum*

BHA: *Bottom-hole Assembly*

BHJ: Bombeamento Hidráulico a Jato

DFC: Dinâmica dos Fluidos Computacional

LJL: *Liquid Jet Liquid*

LJG: *Liquid Jet Gas*

LJGL: *Liquid Jet Gas-Liquid*

MOBO: Módulo de Bombeio

RMS: Root Mean Square

LISTA DE SÍMBOLOS

	Descrição	Unidade
k	Energia cinética turbulenta	$[m^2.s^{-2}]$
ε	Taxa de dissipação de energia turbulenta	$[m^2.s^{-3}]$
V_{tg}	Velocidade tangencial	$[m / s]$
V_z	Velocidade axial	$[m / s]$
\bar{V}_z	Velocidade média axial	$[m / s]$
ρ	Massa específica	$[kg.m^{-3}]$
δ	Espessura média de filme	$[m]$
μ	Viscosidade dinâmica	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
Q_L	Vazão volumétrica de líquido	$[m^3.s^{-1}]$
ν	Viscosidade cinemática	$[m^2.s^{-1}]$
g	Aceleração da gravidade	$[m.s^{-2}]$
ρ_k	Massa específica da fase k	$[kg.m^{-3}]$
ψ_k	Variável genérica	$[-]$
α_k	Fração volumétrica da fase k	$[1]$
Γ_k	Transferência de massa através da fase k	$[kg.s^{-1}]$
\dot{m}_k	Vazão mássica na fase k	$[kg.s^{-1}]$
$\bar{\rho}_k$	Massa específica média no tempo de cada fase	$[kg.m^{-3}]$
\hat{v}_k	Velocidade média da fase k	$[m / s]$
S_{MSk}	Fonte de massa na fase k	$[kg.s^{-1}]$
M_k	Quantidade de movimento total que atua na fase k	$[N]$

M_{ik}	Quantidade de movimento na interface	[N]
S_{Mk}	Fontes de impulso	[N]
τ_k^T	Tensão turbulenta	[Pa]
t	Tempo	[s]
μ_t	Viscosidade turbulenta	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$	Constantes de fechamento do modelo de turbulência	[1]
σ_ε	$k - \varepsilon$	
P_k	Produção de turbulência	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
V	Volume de um volume de controle	[m ³]
A_{ip}^i	Área da face correspondente a um ponto de integração	[m ²]
δt	Intervalo de tempo	[s]
β	Fator de mistura	[-]

Operadores

∇ - Operador Nabla

∂ - Operador diferencial parcial

d - Operador diferencial

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
1.1	Caracterização do Problema	20
1.2	Objetivos	21
1.3	Justificativa	21
1.4	Estrutura do documento	22
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	23
2.1	Tipos de ejetores	23
2.1.1	Ejetor Líquido-Líquido	23
2.1.2	Ejetor Líquido-Gás	25
3	MODELAGEM MATEMÁTICA	28
3.1	Modelo de Dois Fluidos Euleriano-Euleriano	28
3.1.1	Equações de conservação	29
3.1.2	Formulação do modelo de dois fluidos	30
3.1.3	Formulação Média	31
3.2	Modelo κ - ϵ	36
3.3	Modelo κ - ω	37
3.4	Modelo SST	38
4	MODELAGEM NUMÉRICA	40
4.1	Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos (MVFbE)	40
4.1.1	Discretização da conservação da massa	42
4.1.2	Esquema Compressivo	42
4.1.3	Discretização do balanço da quantidade de movimento	43
4.1.4	Sistema de coordenadas generalizadas	44
4.2	Implementação do problema no ANSYS CFX	45
4.2.1	Teste de Y^+	47
4.2.2	Teste de Malha	48
4.2.3	Convergência das Simulações	50
4.2.4	Validação do Modelo Fluido Computacional de LJL	51
4.2.5	Teste de Malha Tridimensional	54
5	ESTUDO DE CASO E RESULTADOS	56
6	CONCLUSÕES	71
6.1	Modelos de Turbulência	71
6.2	Dimensionamento de ejetores	72
6.3	Viscosidade	72
6.4	Trabalhos futuros	73
7	REFERÊNCIAS	74

1 INTRODUÇÃO

Métodos de elevação artificial estão presentes em aproximadamente 94% de todos os poços produtores de petróleo no mundo. A seleção, concepção e operação de sistemas de elevação artificial é uma grande responsabilidade dos engenheiros. O sistema de bombas centrífugas submersas é o método mais utilizado em produção *on-shore*.(Jiao, 1988).

Dentre as características fluidodinâmicas de poços de produção, pode-se citar: variações de pressão, temperatura e viscosidade, problemas de areia, parafina e gás, tipo de produção (desvio poço offshore, produção submarina) e eficiência. Essa ampla gama de atributos sugere a utilização de sistemas de elevação artificial para otimizar a produção. O uso de bombas ejetoras é uma dessas alternativas (Jiao, 1988).

Bombas ejetoras têm sido usadas na indústria do petróleo por mais de cinco décadas e trabalham em conjunto com as bombas centrífugas submersas. Estas bombas oferecem muitas vantagens, pois não possuem partes móveis, são robustas e tolerantes também a fluidos corrosivos. Manutenção e reparos são pouco frequentes e baratos. Bombas ejetoras são adequadas para poços profundos, poços inclinados, poços de produção submarina, poços com alta viscosidade, para alto teor de parafina, alto teor de areia e, particularmente, para poços com altas razões de gás-petróleo. A bomba ejetora é compacta e adaptável a todas as bombas centrífugas submersas, tem capacidade para grandes volumes e trabalha bem com gás livre (Jiao, 1988).

Uma configuração típica de bomba ejetora de elevação artificial é mostrada na Figura 1-1 e na Figura 1-2. O fluido motriz escoia a alta pressão para o bocal de alimentação, onde a energia potencial é convertida em velocidade. A alta velocidade e baixa pressão, devido ao princípio de Bernoulli, provoca a sucção do fluido movido para dentro da garganta. Em seguida, ocorre mistura turbulenta na garganta até que o fluido combinado entre no difusor. À medida que a velocidade da mistura vai diminuindo, sua pressão aumenta. Devido às perdas de carga produzidas, a pressão de saída do aparelho é sempre inferior à de entrada do fluido motriz.

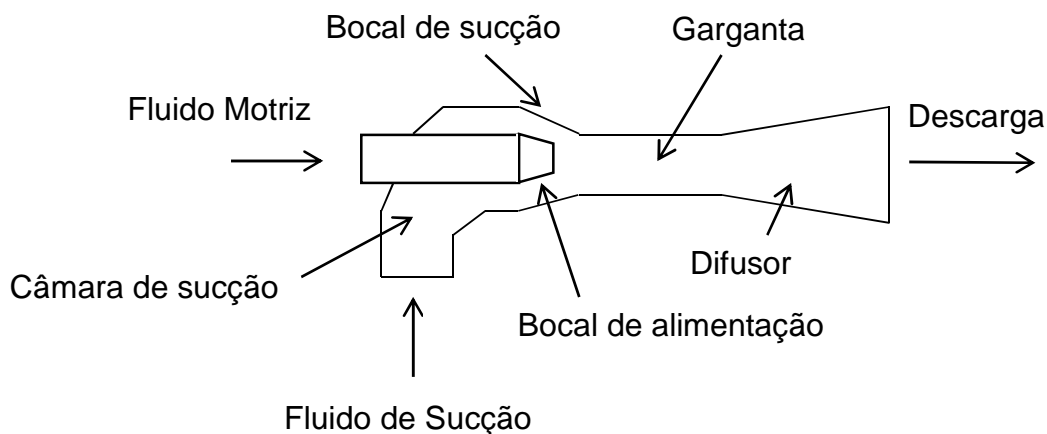


Figura 1-1 - Típica configuração de uma bomba ejetora.

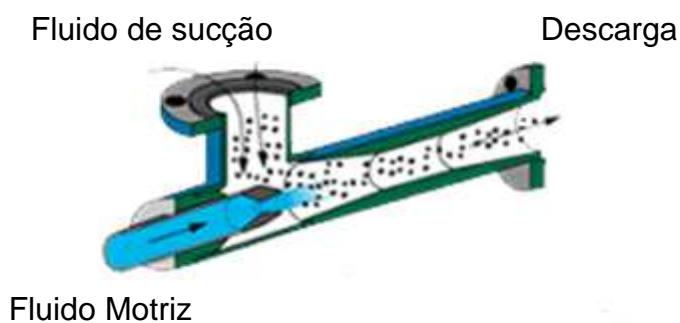


Figura 1-2 - Típica configuração de uma bomba ejetora.

Uma recente inovação nas operações de extração de petróleo é a utilização do Módulo de Bombeio (MOBO). O sistema MOBO, se constitui num poço dito “falso”, próximo da cabeça do poço realmente produtor, de profundidade da ordem de 100m. A representação esquemática do sistema MOBO é mostrada na Figura 1-3, onde se observa o conjunto bomba, protetor e motor envoltos por uma camisa referida na indústria por *shroud*. A função da *shroud* é garantir que o fluido passe através do anular *shroud*/motor com uma velocidade mínima antes de entrar pela sucção da bomba, de maneira a garantir o resfriamento do motor durante sua operação. Segundo Tosta da Silva (2010), o primeiro protótipo do MOBO foi instalado em um poço “falso” revestido no campo de Jubarte, em lâmina d’água de 1400m, com uma BCS de 30m de comprimento e com uma distância entre o poço produtor e o poço falso de 200m.

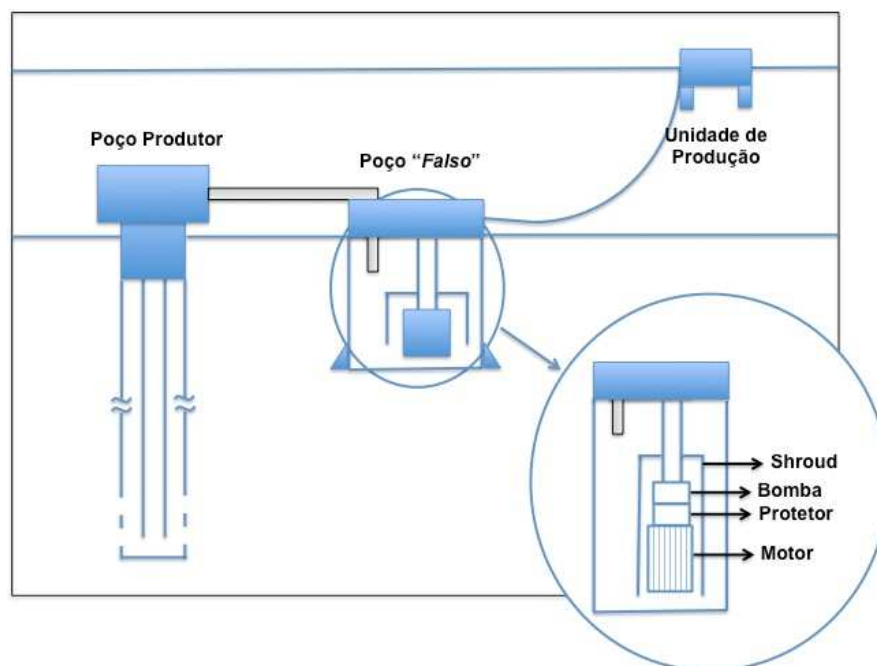


Figura 1-3 - Representação Esquemática do sistema Mobo.

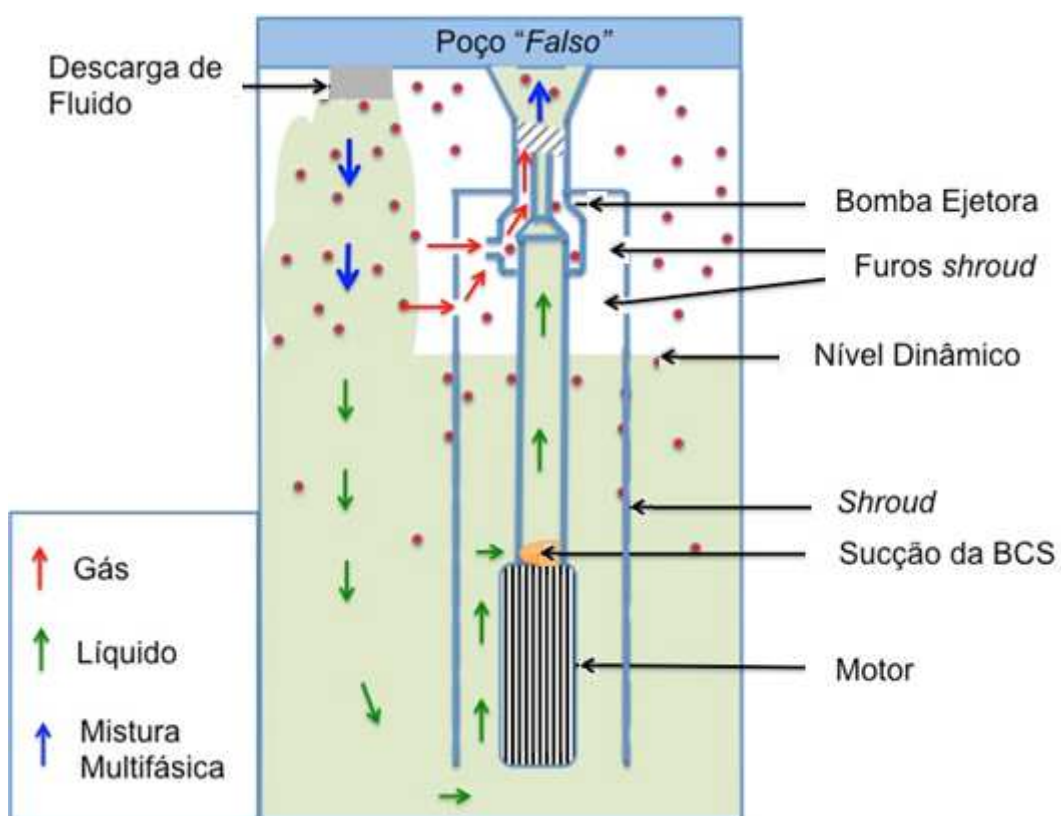


Figura 1-4 - Representação Esquemática da Bomba Ejetora acoplada ao sistema Mobo.

Uma recente inovação nas operações de extração de petróleo é a utilização do Módulo de Bombeio (MOBO). O sistema MOBO, se constitui num

poço dito “falso”, próximo da cabeça do poço realmente produtor, de profundidade da ordem de 100m. A representação esquemática do sistema MOBO é mostrada na Figura 1-3, onde se observa o conjunto bomba, protetor e motor envoltos por uma camisa referida na indústria por *shroud*. A função da *shroud* é garantir que o fluido passe através do anular *shroud*/motor com uma velocidade mínima antes de entrar pela sucção da bomba, de maneira a garantir o resfriamento do motor durante sua operação. Segundo Tosta da Silva (2010), o primeiro protótipo do MOBO foi instalado em um poço “falso” revestido no campo de Jubarte, em lâmina d’água de 1400m, com uma BCS de 30m de comprimento e com uma distância entre o poço produtor e o poço falso de 200m.

O MOBO recebe o fluido produzido, que deve passar pelo anular *shroud*/motor e atingir a sucção da BCS. Nesse processo o gás existente na mistura deve ser arrastado pelo líquido, impedindo que ocorra a segregação das frações gasosas que viriam a se acumularem no topo do sistema.

A utilização do MOBO propicia que a intervenção ocorra diretamente no poço falso, sem a necessidade de sonda, com a utilização de uma embarcação mais leve e num tempo bastante reduzido (tempo de espera da embarcação somado ao tempo de intervenção). Assim, a utilização do MOBO torna a manutenção do sistema mais rápida ao utilizar uma embarcação de menor custo, de maior disponibilidade (portanto menor tempo de espera) e podendo ainda manter o poço em operação (se igualmente equipado para GLC), o que propicia redução considerável de custos de intervenção quando comparada com a intervenção requerida em aplicações BCS.

A concepção MOBO, ao transferir a BCS para o leito marinho, coloca este sistema em condições operacionais menos favoráveis (no domínio da fluidodinâmica) quando comparadas às condições de fundo de poço. No leito marinho o fluido tem menor pressão, o que aumenta a quantidade de gás livre, como mostrado na Figura 1-4, da mistura e uma menor temperatura que faz aumentar a viscosidade do fluido. A presença de mais gás pode vir a limitar a aplicação deste sistema. Portanto, a inserção de uma bomba ejetora na saída da BCS pode resolver os problemas de gases da bomba centrífuga submersa.

Recentemente, com o desenvolvimento de técnicas avançadas, experimentais e numéricas, tornou-se possível extrair detalhes do escoamento viscoso dentro do ejetor. Acredita-se que, identificando-se os fenômenos físicos que governam o escoamento, seja possível desenvolver um algoritmo de projeto do ejetor que possa ser utilizado em diversos cenários.

1.1 Caracterização do Problema

O uso de ejetores é vantajoso na elevação artificial na produção de petróleo em áreas remotas (instalações submarinas), poços desviados, ou na produção de reservatórios com fluidos de características complexas, como altas viscosidades, componentes corrosivos, presença de areia e/ou parafina (Noronha,1995). Como se pode esperar, entretanto, o ejetor apresenta várias desvantagens em relação a outros processos de elevação artificial, estando alguns deles fundamentalmente relacionados com a dinâmica do escoamento em seu interior.

A geometria da bomba ejetora, por exemplo, impõe largas variações de pressão e velocidade dos fluidos ao longo do domínio, e a modelagem teórica desse fenômeno se torna muito complicada. Além disso, a bomba ejetora utiliza uma região de baixa pressão para succionar o fluido de produção, o que pode provocar cavitação. Esse fenômeno é, em geral, indesejado, uma vez que interfere na lubrificação e destrói a superfície do metal em contato com o fluido.

A eficiência de operação de um ejetor também é uma preocupação. De acordo com Cunningham (1957), apenas 30% da energia cedida pelo fluido motriz se transforma em ganho de energia dos fluidos transportados, o que torna o equipamento significativamente menos eficiente que outros métodos de elevação artificial. Ainda, o princípio de funcionamento de um ejetor não é trivial de um ponto de vista de mecânica dos fluidos. Em geral, mais de uma fase está presente, e a interação entre essas fases, que não é muito bem compreendida, está totalmente relacionada ao desempenho do equipamento.

Por isso, qualquer ferramenta que possa oferecer informações sobre a dinâmica do escoamento nesse dispositivo deve ajudar no entendimento do fenômeno, na obtenção de correlações e coeficientes de projeto e na melhoria do processo.

1.2 Objetivos

Em vista das motivações expostas, no presente trabalho tem-se por objetivo realizar um estudo numérico do escoamento viscoso em uma bomba ejetora. Pretende-se, de uma forma geral, gerar curvas de eficiência e altura manométrica do equipamento como função de suas características geométricas de projeto, que incluem a razão de área entre o bocal e a garganta. Os estudos serão conduzidos para o escoamento de água e fluido viscoso com propriedades físicas conhecidas.

As simulações numéricas serão realizadas através do programa de dinâmica dos fluidos computacional ANSYS-CFX. Em um primeiro momento, uma geometria específica da literatura (Sanger, 1970) para a qual existem dados experimentais, será reproduzida para fins de validação do modelo. Então, modificações geométricas serão propostas, de acordo com situações realistas de produção de petróleo.

A partir dos resultados numéricos obtidos nessas geometrias, serão extraídos parâmetros característicos do escoamento, como perfis de pressão e velocidade e altura de elevação da bomba ejetora que auxiliem na compreensão do funcionamento do equipamento e da influência dos parâmetros construtivos no escoamento dos fluidos motriz e movido.

1.3 Justificativa

Apesar de existirem inúmeros estudos de escoamentos em bombas na literatura, poucos são aqueles relacionados a simulações numéricas de fluidos viscosos. Muitos modelos, para a previsão do desempenho desses equipamentos, sugerem a utilização de equações similares às deduzidas para o bombeio de água, porém acrescidas de correções empíricas, que rigorosamente não apresentam nenhum suporte teórico (NORONHA, 1995).

Ainda mais escassos são os estudos de escoamentos viscosos em bombas ejetoras, que são uma classe muito específica dentro da ampla área de elevação artificial. Além disso, a ferramenta de dinâmica dos fluidos computacional proporciona grande versatilidade para simulação de diversas condições operacionais, o que vai a favor dos objetivos propostos.

1.4 Estrutura do documento

O presente trabalho será estruturado em seis diferentes capítulos. No primeiro capítulo realiza-se a abordagem do problema em estudo, que apresenta ao leitor as características do processo de bombeamento, a justificativa do projeto e os objetivos traçados.

O capítulo dois apresenta as definições e conceitos fundamentais sobre bombas ejetoras, além dos principais trabalhos anteriores que possuam relação com o tema estudado.

Uma modelagem matemática é apresentada no terceiro capítulo. As equações governantes do problema são apresentadas.

O quarto capítulo apresenta o modelo numérico, bem como a malha do domínio estudado.

O capítulo cinco traz o estudo de caso e discussões abordadas.

O sexto capítulo mostra ao leitor as conclusões levantadas do trabalho, bem como sugestões para trabalhos futuros.

E o capítulo sete traz a listagem de todas as referências bibliográficas utilizadas para o desenvolvimento deste estudo.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo, será feita uma revisão da literatura a respeito de alguns ejetores utilizados na indústria.

2.1 Tipos de ejetores

Os ejetores são comumente denominados de acordo com o tipo de fluido que utiliza em seu funcionamento. Por exemplo, no ejetor líquido-líquido (LJL) os fluidos motriz e de produção são líquidos. Já no ejetor líquido-gás (LJG), o fluido motriz é um líquido e o fluido de produção é um gás. O ejetor líquido gás-líquido (LJGL) emprega um fluido primário líquido, e o canal de produção emprega uma mistura gás-líquido.

2.1.1 Ejetor Líquido-Líquido

Os ejetores LJL têm sido muito estudados e podem ser utilizados em poços, de preferência com abstinência de gases. É bem conhecido que a razão entre o diâmetro do bocal e o diâmetro da garganta, o comprimento da garganta e distância entre o bocal e a garganta são os principais parâmetros geométricos na modelagem de ejetores. Lima Neto (2011) fez experimentos para determinar a máxima elevação de ejetores de água com diferentes diâmetros nominais e razões de área de seção transversal entre bocal e garganta. Em seu estudo, correlações adimensionais são descritas para avaliar a elevação de sucção máxima para regiões de não cavitação e para prever futuras cavitações.

No estudo de Sanger (1970), diferentes geometrias com pequenas razões de área entre bocal e garganta foram avaliadas e pôde-se concluir que: bombas ejetoras com pequenas razões de área entre bocal e garganta são capazes de atingir uma eficiência relativamente alta, que uma garganta de comprimento 5,66 vezes maior que o seu próprio diâmetro demonstrou boa eficiência e que gargantas mais compridas que essa estariam sujeitas a perdas de cargas maiores devido à fricção dos fluidos com a parede.

A Figura 2-1 representa a bomba ejetora utilizada por Sanger e a Figura 2-2 demonstra um gráfico de resultados obtidos.

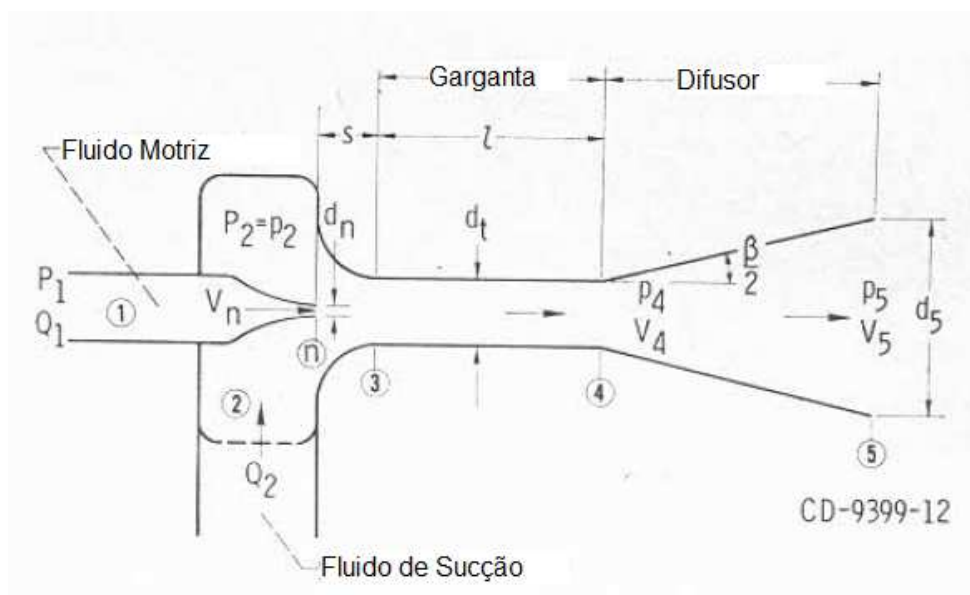


Figura 2-1 - Representação da bomba ejetora utilizada por Sanger (Fonte: Sanger, 1970).

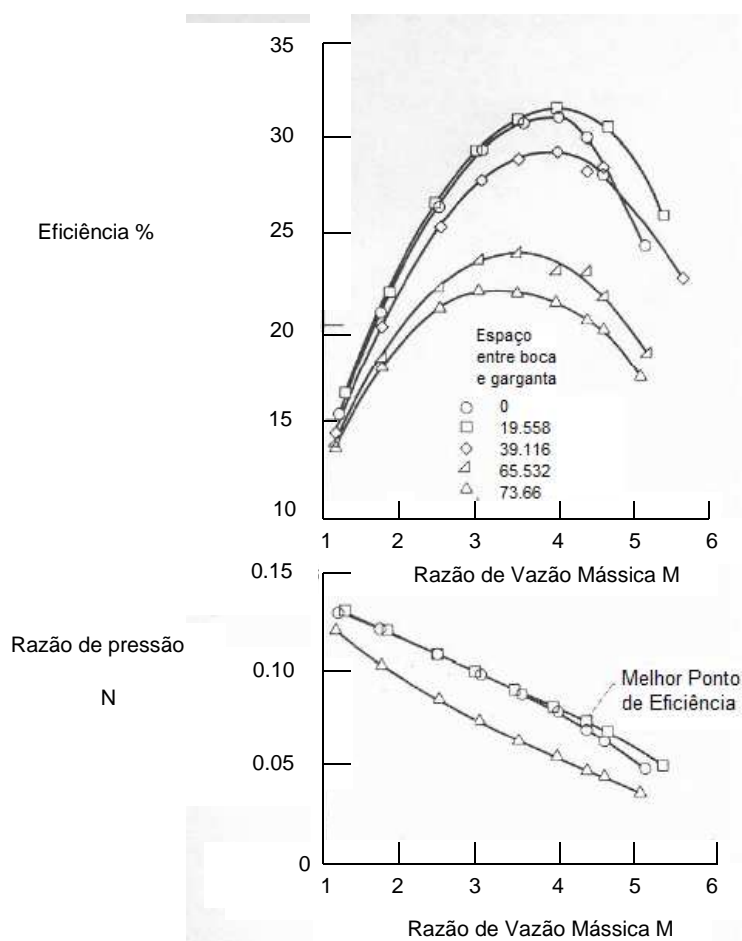


Figura 2-2 - Resultados obtidos por Sanger (Fonte: Sanger, 1970).

Cunningham (1970) estudou o fenômeno de cavitação nos ejetores LJL. O modelo unidimensional de Cunningham (1995, 2008) não conseguiu prever o comportamento dos ejetores, pois as perdas de carga dentro dos dispositivos não foram capturados.

Um método de resolução geralmente utilizado em estudos de ejetores é utilizando-se do Computational Fluid Dynamics (CFD), devido ao seu baixo custo e boa confiabilidade quando comparado com dados experimentais. Yapici e Aldas (2013) estudaram numericamente seis ejetores de água com diferentes razões de área de seção transversal de bocal e garganta. Os resultados foram comparados com dados experimentais disponíveis na literatura e mostraram um desvio máximo de 10% para eficiência no ponto de operação ótimo. A maioria dos estudos numéricos considera um modelo tridimensional para o ejetor, o que resulta em tempo computacional elevado durante as simulações.

2.1.2 Ejetor Líquido-Gás

Ejetores LJG são também muito estudados devido à grande quantidade de gás presente em poços produtores de petróleo. Seus parâmetros geométricos mais importantes para modelagem são a razão de diâmetros entre bocal e garganta, comprimento da garganta e distância entre bocal e garganta.

Cunningham (1974) estudou a compressão de gás com um jato de líquido em uma bomba ejetora e considerou o sistema como isotérmico. O autor mostrou que, na mistura que ocorre na garganta, a quantidade de movimento do líquido motriz é transferida ao fluido movido principalmente para comprimir o gás, de forma contrária com o que ocorre com o bombeamento líquido, no qual a transferência de quantidade de movimento é utilizada principalmente para incrementar a energia cinética do fluido bombeado. O autor também afirma que a recuperação de pressão no difusor de LJG's é significativamente diminuída em comparação com o bombeamento líquido, pois a parcela da energia do líquido é utilizada na realização de trabalho de compressão sobre as bolhas de gás dispersas contidas na mistura homogênea líquido-gás. Como resultados, o autor discute que as maiores eficiências são obtidas quando a mistura ocorre exatamente à montante da saída da garganta. Além disso, ele verificou que

essa eficiência cai ligeiramente quando o processo de mistura se estende até o difusor.

Petrie, Wilson e Smart (1984a 1984b) publicaram dois trabalhos onde sugerem uma abordagem teórica e equações de bombeamento de líquido-líquido adaptadas para o bombeamento multifásico e compressível. Para esse fim, propõe-se o tratamento da fase gasosa como se fosse líquida, substituindo-se o volume do gás à pressão de sucção por igual volume de líquido bombeado. Desse modo, a vazão volumétrica total de bombeio é determinada a partir da soma das vazões volumétricas das duas fases a pressão de sucção. Como resultado são apresentadas tabelas com características geométricas e coeficientes de dissipação de diversas partes das bombas de cada fabricante para produção de petróleo.

Jiao (1985) utilizou um protótipo de ejetor construído em plástico transparente com a finalidade de permitir a visualização do escoamento. O autor realizou um longo programa experimental de testes de bombeamento de mistura água/ar. Os testes foram realizados com diversas combinações de diâmetros de bocal e garganta, comprimentos de garganta e espaçamentos do bocal para levantar vários perfis longitudinais de pressão. Sua conclusão geral foi a de que quanto maior a vazão de gás, menor seria a recuperação de pressão, ocasionando em uma eficiência menor.

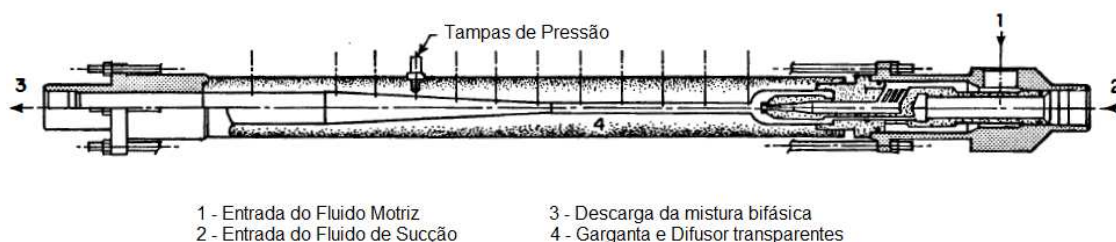


Figura 2-3 - Bomba ejetora utilizada no experimento de Jiao (Fonte: Jiao, 1985).

Jiao (1988) realizou novos experimentos, porém para ejetores industriais de altas pressões. Ele utilizou a mesma formulação teórica e análise estatística de seu estudo anterior, mas com duas diferenças básicas. No seu primeiro

trabalho, seu objetivo foi determinar o coeficiente de dissipação no bocal, através da variação de alguns parâmetros de fluxo e geométricos da bomba. No segundo, o coeficiente de dissipação no bocal foi considerado constante e o objetivo passou a ser a determinação do coeficiente de dissipação no conjunto garganta/difusor. Além disso, o parâmetro de vazão de gás em condições padrão foi substituído pela razão de vazão mássica entre o gás e o líquido em condições padrão, enquanto os outros parâmetros da correlação não foram alterados. Nesse trabalho foi determinado o valor para perdas de carga do bocal de alimentação e dependência deste valor deixou de ser da vazão volumétrica da fase gasosa e passou a ser do valor adimensional de razão entre ar e água.

Alhanati (1989) elaborou outro método para previsão de desempenho de bombas a jato no bombeamento de misturas bifásicas por ação de jatos líquidos. Sua abordagem é diferente das até então existentes por considerar com mais detalhe o processo de mistura entre fluidos motriz e movido no interior da garganta. Sua metodologia considera o espalhamento do jato do fluido motriz na garganta e, conseqüentemente, o processo gradual de mistura do fluido motriz e movido ao longo do equipamento. As misturas bifásicas são consideradas homogêneas e os principais parâmetros de escoamento através da bomba são calculados em cada seção transversal. O modelo foi validado com os dados experimentais levantados por Jiao (1985) através da comparação de perfis longitudinais de pressão. O autor afirma que o modelo foi capaz de prever corretamente os principais eventos relativos ao escoamento através da bomba, nos casos em que não ocorre recirculação junto à parede, escoamento supersônico ou cavitação no interior da garganta, fenômenos estes indesejáveis em ejetores.

Após a realização da revisão bibliográfica, percebe-se que existe falta de informações sobre detalhes do escoamento viscoso no interior da bomba ejetora, pois todos esses modelos necessitam previamente dos valores dos coeficientes de perda de energia. O presente trabalho é apresentado de forma a suprir a falta de um modelo numérico para a resolução do problema citado em relação à mecânica dos fluidos.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo, de uma forma simples, será apresentada a modelagem matemática e numérica que se pretende utilizar para alcançar os objetivos propostos.

3.1 Modelo de Dois Fluidos Euleriano-Euleriano

O programa utilizado neste trabalho para resolver a modelagem numérica, ANSYS CFX, utiliza o modelo de dois fluidos Euleriano-Euleriano não-homogêneo para resolver as interações das fases no escoamento, modelo este que será detalhado nesta seção. Desenvolvida inicialmente por Delhaye (1968) e aprimorada por Ishii (1975), é a modelagem mais utilizada atualmente para a solução de escoamentos multifásicos.

O modelo de dois fluidos realiza uma média entre as fases do escoamento para eliminar as descontinuidades interfaciais, e tratar o escoamento como um meio contínuo e interpenetrante. Embora a designação de “dois fluidos” esteja presente no nome do modelo, a modelagem pode ser estendida para escoamentos multifásicos, com N fases.

A denominação Euleriano-Euleriano se dá pelas equações de conservação de cada fase (balanço da massa e balanço da quantidade de movimento) serem deduzidas para referenciais inerciais, que não acompanham as fases. Já a denominação de não-homogêneo é pela resolução de um campo de velocidades para cada fase envolvida no escoamento.

As leis válidas para escoamentos monofásicos são as mesmas leis que governam escoamentos multifásicos, entretanto as equações podem ser desenvolvidas para cada fase, individualmente, ou também para uma mistura delas. As dificuldades que se têm em trabalhar com escoamentos multifásicos são a descontinuidade das propriedades, determinar a posição da interface e o acréscimo de equações para a resolução. Ainda há a modelagem de uma interface móvel e deformável entre as fases da mistura. Além disso, é indispensável a consideração sobre os diversos padrões de escoamento como a diferença de velocidade entre as fases e a direção do escoamento (vertical,

horizontal, inclinado), dificultando ainda mais a resolução do problema (Nieckele e Carneiro, 2012).

Como já mostrado, há dificuldades em se trabalhar com escoamentos multifásicos, é então necessário realizar um processo de médias na formulação local instantânea (formulação utilizada para resolver escoamentos monofásicos) para tornar o escoamento contínuo, eliminando as descontinuidades.

3.1.1 Equações de conservação

O balanço da massa para o modelo de dois fluidos é dado pela equação (3.1):

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k u_k) = \Gamma_k \quad (3.1)$$

Onde

ρ_k : é a densidade de cada fase k.

u_k : é a velocidade de cada fase k.

Γ_k : é o termo fonte.

O balanço da quantidade de movimento para o modelo de dois fluidos é representado pela equação (3.2):

$$\frac{\partial \rho_k u_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k u_k u_k) = -\nabla(p_k) + \nabla \cdot (\tau_k + \tau_k^T) + \rho_k g + M_k \quad (3.2)$$

Onde

τ_k^T : representa a tensão turbulenta.

τ_k : é a tensão de cisalhamento devido à viscosidade.

p_k : é a pressão.

u_k : é a velocidade de cada fase k.

g : é a gravidade.

M_k : é o termo fonte.

3.1.2 Formulação do modelo de dois fluidos

Para formular o modelo de dois fluidos considera-se, em princípio, um volume de controle qualquer, mostrado na Figura 3-1, contendo dois fluidos imiscíveis 1 e 2. Cada fluido possui uma velocidade u_k (onde $k = 1$ ou 2 , dependendo da fase) e a interface I se move com velocidade V_I .

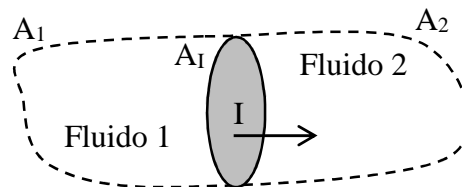


Figura 3-1 - Volume de controle genérico contendo dois fluidos e uma interface móvel separando-os.

As equações do balanço da massa e balanço da quantidade de movimento descrevem o escoamento de cada fase até a interface, porém não através dela. Para conseguir resolver através da interface é necessário reescrever as equações de conservação que consigam abordar as descontinuidades, transferência de fase e de quantidade de movimento, essas novas equações são conhecidas como “condições de salto” (Ofuchi, 2012).

Como os fluidos são considerados contínuos, deve-se estabelecer uma fronteira com espessura (δ) para suavizar as mudanças de propriedades entre as fases e obter as equações na interface. A Figura 3-2 pode observar a pequena interface imaginária com espessura δ , onde δ_1 e δ_2 possuem propriedades do fluido 1 e 2, respectivamente, e o vetor normal n aponta para fora de seu respectivo fluido.

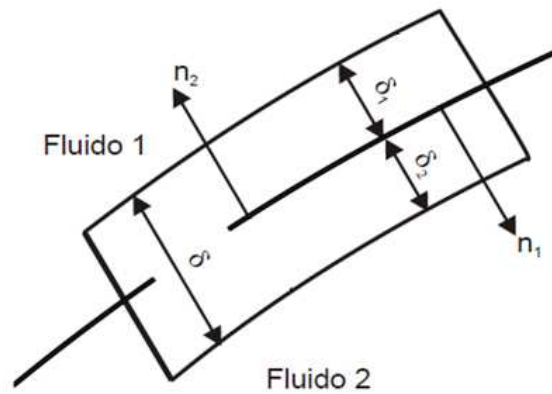


Figura 3-2 - Interface entre dois fluidos (1 e 2) (Fonte: Nieckele e Carneiro, 2012).

O balanço da massa através da interface é dado por:

$$\rho_k(u_k - u_l) \cdot n_k = 0 \quad (3.3)$$

onde u_l é o vetor velocidade da interface, u_k é o vetor velocidade de cada fluido e n_k é vetor unitário normal à interface.

O balanço da conservação da quantidade de movimento fica:

$$\rho_k u_k (u_k - u_l) \cdot n_k - \tau_k \cdot n_k = \sigma \kappa_s \cdot n_k \quad (3.4)$$

onde σ é a tensão superficial (adotada como constante), κ_s é o raio de curvatura da superfície e τ_k é a tensão de cisalhamento.

3.1.3 Formulação Média

O modelo de dois fluidos poderia ser formulado a partir das equações locais instantâneas apenas com alguns ajustes nas condições de contorno na interface, porém não é tão simples assim, pois as variáveis locais instantâneas tornam o problema com múltiplas condições de contorno, tornando inviável a solução desses problemas matemáticos (Ishii, 1984). Por isso há a

necessidade de se trabalhar em um campo macroscópico e aplica-se a formulação média nos balanços das equações.

Com a finalidade de se obter equações que não captam efeitos microscópicos, são então criadas equações que partem de tensões microscópicas, como pressão e tensões de Reynolds, assim se chega à formulação de médias.

O conceito adotado na aplicação de médias em escoamentos bifásicos é semelhante ao aplicado em escoamentos turbulentos, onde o efeito das propriedades e das flutuações da velocidade é adicionado por meio de tensões de escoamento e termos fontes adicionais. Entretanto, em escoamentos multifásicos o processo de médias busca descrever o posicionamento médio ou a probabilidade de existência das fases envolvidas em um determinado ponto do escoamento, assim, as fases (mesmo as bolhas dispersas) são consideradas como meios contínuos e interpenetrantes, podendo ocupar, na média, o mesmo ponto no espaço. Em função do posicionamento médio das fases, são levantadas correlações e equações constitutivas, que na média, descrevem as trocas de massas, quantidade de movimento e energia entre as fases.

Para a formulação de médias pode-se tomar médias temporais, volumétricas e de amostragem, dependendo do padrão de escoamento, como podem ser vistas nas equações (3.5), (3.6) e (3.7), respectivamente. O símbolo $\langle \Phi \rangle$, denota-se uma média para uma propriedade genérica Φ .

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \Phi(\mathbf{r}, t) dt \quad (3.5)$$

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{V} \int_V \Phi(\mathbf{r}, t) dV \quad (3.6)$$

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \Phi(\mathbf{r}, t) \quad (3.7)$$

Onde \mathbf{r} é o vetor posição relativo ao campo de escoamento.

Para facilitar o desenvolvimento algébrico na aplicação das médias às equações instantâneas, define-se uma função indicadora de fase X_k , com o uso do vetor posição \mathbf{r} .

$$X_k(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} 1, & \text{se } \mathbf{r} \in \text{fase } k \\ 0, & \text{se } \mathbf{r} \notin \text{fase } k \end{cases} \quad (3.8)$$

Drew (1983) demonstra que a derivada total dessa função indicadora de fase X_k é nula, ou seja,

$$\frac{\partial X_k}{\partial t} + u_I \cdot \nabla X_k = 0 \quad (3.9)$$

onde u_I é a velocidade da interface.

Agora, aplicando a função indicadora de fase X_k nos balanços da conservação de massa e quantidade de movimento, tem-se:

Balanço da conservação de massa:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle X_k \rho_k \rangle + \nabla \cdot \langle X_k \rho_k u_k \rangle = \langle (\rho_k (u_k - u_I)) \cdot \nabla X_k \rangle = \Gamma_{kl} \quad (3.10)$$

onde Γ_{kl} é o fluxo de massa através da interface, utilizado na modelagem de escoamentos que possuem mudança de fase e cavitação.

Balanço da quantidade de movimento:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle X_k \rho_k u_k \rangle + \nabla \cdot \langle X_k \rho_k u_k u_k \rangle - \nabla \cdot \langle X_k T_k \rangle - \langle \rho_k g X_k \rangle = \\ = \langle (\rho_k (u_k - u_I) u_k - T_k) \cdot \nabla X_k \rangle = M_{kl} \end{aligned} \quad (3.11)$$

onde M_{kl} é o fluxo de quantidade de movimento através da interface, caracteriza as forças interfaciais envolvidas no escoamento como as forças de arrasto, forças de sustentação, força de lubrificação na parede, força de massa virtual e a força de dispersão turbulenta.

Através de um processo de aplicação de médias às condições de salto sobre a interface, conclui-se que, para escoamentos bifásicos, as trocas interfaciais são opostas, ou seja:

$$\sum_{k=1}^2 \Gamma_{kl} = 0 \Rightarrow \Gamma_{1l} = -\Gamma_{2l} \quad (3.12)$$

$$\sum_{l=1}^2 \Gamma_{kl} = 0 \Rightarrow M_{1l} = -M_{2l} \quad (3.13)$$

Para que seja possível a solução das variáveis de interesse das equações (3.10) e (3.11), é necessário eliminar as médias por meio da introdução de uma fração volumétrica da fase k , denominada α_k , que representa o volume ocupado pela fase k em um ponto do escoamento, dividido por um volume de referência, e é tal que $\alpha_k = \langle X_k \rangle$.

Com esse conceito, Drew (1983) propõe que a “média fásica” (ponderada por $\langle X_k \rangle$) de uma propriedade qualquer Φ , seja tal que:

$$\bar{\bar{\Phi}} = \frac{\langle X_k \Phi \rangle}{\langle X_k \rangle} = \frac{\langle X_k \Phi \rangle}{\alpha_k} \Rightarrow \langle X_k \Phi \rangle = \alpha_k \bar{\bar{\Phi}} \quad (3.14)$$

e, de forma análoga, a média mássica da mesma propriedade genérica Φ é:

$$\bar{\Phi} = \frac{\langle X_k \rho_k \Phi \rangle}{\langle X_k \rho_k \rangle} \quad (3.15)$$

Fazendo $\Phi = \rho_k$, e substituindo na equação (3.14), pode-se determinar que:

$$\bar{\Phi} = \frac{\langle X_k \rho_k \Phi \rangle}{\alpha_k \bar{\rho}_k} \Rightarrow \langle X_k \rho_k \Phi \rangle = \alpha_k \bar{\rho}_k \bar{\Phi} \quad (3.16)$$

Com a determinação das equações (3.14) e (3.16), pode-se agora substituir nas equações de balanço de conservação de massa e quantidade de movimento, respectivamente, ou seja:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \bar{\rho}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{u}_k) = \Gamma_{kl} \quad (3.17)$$

α_k : é a fração volumétrica.

$\bar{\rho}_k$: é a densidade média no tempo de cada fase.

\hat{u}_k : é a velocidade média de cada fase ponderada pela massa.

Γ_{kl} : é a transferência de massa entre as fases

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{u}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{u}_k \hat{u}_k) + \nabla (\alpha_k \bar{\rho}_k) - \nabla \cdot (\alpha_k (\bar{\tau}_k + \tau_k^T)) - \alpha_k \bar{\rho}_k \mathbf{g} = M_{kl} \quad (3.18)$$

onde M_{kl} são as forças interfaciais, $M_{kl} = M^D + M^L + M^{LUB} + M^{MV} + M^{TD}$, em que M^D é a força de arrasto, M^L é a força de sustentação, M^{LUB} é a força de

lubrificação na parede, M^{MV} é a força de massa virtual e M^{TD} é a força de dispersão turbulenta. Neste trabalho foram desprezadas todas as forças que não sejam a força de arrasto (*non-drag forces*) uma vez que essas forças geralmente são menos significativas que a força de arrasto e possuem uma modelagem, na maioria dos casos, para escoamentos em canais abertos, por isso serão desprezadas.

As equações (3.17) e (3.18) são denominadas como equações gerais de transporte do Modelo de Dois Fluidos. Neste trabalho a abordagem será através do termo de fluxo de quantidade de movimento M_{kl} , pois não existe mudança de fase dos fluidos e serão desconsideradas as trocas térmicas e de espécies químicas.

3.2 Modelo K-ε

Para se resolver a turbulência do escoamento em termos médios, duas novas equações são consideradas para o cálculo de duas propriedades turbulentas, k e ε , sendo:

- I. k : energia cinética turbulenta definida como a variação das flutuações da velocidade
- II. ε : dissipação turbulenta.

Introduzindo uma viscosidade turbulenta capaz de traduzir os efeitos médios das tensões turbulentas, tem-se:

$$\tau_k^T = \mu_t \left(\frac{\partial \hat{v}_k^i}{\partial x^j} + \frac{\partial \hat{v}_k^j}{\partial x^i} \right) \quad (3.19)$$

O modelo $k - \varepsilon$ assume que a viscosidade turbulenta está ligada à energia cinética da turbulência e à dissipação turbulenta através da relação:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.20)$$

Onde C_μ é uma constante.

Os valores de k e ε são obtidas diretamente das equações diferenciais:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \hat{v} k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \hat{v} \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (3.22)$$

Onde $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k , σ_ε são constantes.

P_k é a produção de turbulência devido a forças viscosas, o qual é modelado usando:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial \hat{v}^i}{\partial x^j} + \frac{\partial \hat{v}^j}{\partial x^i} \right) \frac{\partial \hat{v}^i}{\partial x^j} \quad (3.23)$$

Para o problema em análise neste trabalho é considerado um modelo de turbulência homogêneo para as fases, sendo, portanto necessário resolver apenas um campo de turbulência, que é compartilhado pelos dois fluidos.

3.3 Modelo $k-\omega$

O modelo $k-\omega$, teve como primeiro pesquisador o soviético Komolgorov (1942) que propôs unificar as equações do modelo $k-\varepsilon$ em apenas uma equação, no qual k é a energia cinética turbulenta e ω é a taxa de dissipação por unidade de volume e tempo, com $\omega \sim \sqrt{k}$. Tal modelo se adequa melhor quanto mais se aproxima da parede, comparado ao modelo $k-\varepsilon$. O tensor turbulento se dá pela equação (3.24):

$$\tau_k^t = \mu_t \left(\frac{\partial \hat{v}^i}{\partial x^j} + \frac{\partial \hat{v}^j}{\partial x^i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \hat{v}^k}{\partial x^k} \right) \quad (3.24)$$

Neste modelo a viscosidade turbulenta (μ_t), é determinada pela equação (3.25):

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.25)$$

Os valores de k e ω são obtidas das seguintes equações transporte:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \hat{\mathbf{v}} k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta^t \rho k \omega \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \hat{\mathbf{v}} \omega) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \nabla \omega \right] + \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \rho \omega^2 \quad (3.27)$$

onde β^t , α , β , σ_k , σ_ω são constantes do modelo.

3.4 Modelo SST

Os modelos de turbulência apresentados anteriormente possuem diversas falhas quando aplicados em escoamentos com separação de camada limite, ou em escoamentos em que as linhas de correntes tenham curvaturas, ou ainda, em condições de corrente livre (Atila et al, 2006).

Sabendo disso, Menter (1994) combinou as os modelos $k-\omega$ e $k-\varepsilon$, e também considerou o transporte de tensões cisalhantes turbulentos. O modelo SST usa o $k-\omega$ nas regiões próximas as paredes e o modelo $k-\varepsilon$ para regiões mais distantes das paredes. Uma ponderação é feita sobre essa distância da parede, como pode ser observado na equação :

$$\Phi_3 = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (3.28)$$

onde F_1 tem o valor de 0 na região após à camada limite e 1 na parede, e os termos Φ_1 e Φ_2 são valores retirados dos modelos $k-\omega$ e $k-\varepsilon$, respectivamente. A função F_1 é representada na equação 3.25:

$$F_1 = \tanh(\arg^4) \quad (3.29)$$

$$\arg = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta_k \omega y}, \frac{500\mu}{y^2 \omega \rho} \right), \frac{4\rho\kappa}{CD_\omega \sigma_{\omega 2} y^2} \right] \quad (3.30)$$

$$CD_\omega = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x^j} \frac{\partial \omega}{\partial x^j}, 10^{-10} \right] \quad (3.31)$$

sabendo que y é a distância da parede, β_k e $\sigma_{\omega 2}$ constantes.

Como se pode observar nos modelos apresentados, há uma enorme complexidade envolvida para se implementar, mostrando a grande dificuldade que se tem em trabalhar com escoamentos turbulentos.

No interior da bomba ejetora além da presença de um escoamento com regime turbulento ainda há a presença de mais de um fluido, necessitando a modelagem de interação entre essas duas fases, aumentando ainda mais a complexidade do presente trabalho. A interação entre as duas fases dos fluidos será tratada utilizando o modelo de dois fluidos Euleriano-Euleriano, apresentado no tópico 3.1.2.

4 MODELAGEM NUMÉRICA

O método numérico possui diversas vantagens:

- Problemas que possuem alta complexidade geométrica e de fenômenos físicos avançados, são resolvidos com menor dificuldade;
- Maior versatilidade em realizar simulações com diversas geometrias e condições impostas no escoamento, como vazão, viscosidade ou diferença de pressão, comparado a análises experimentais;
- Menor tempo necessário para realizar os mesmos testes no laboratório;
- Pode ser aplicado em tamanho real, sem a necessidade de análises em escala, diminuindo possíveis erros;
- Maior precisão dos resultados.

4.1 Método dos Volumes Finitos baseado em Elementos (MVFbE)

Para a resolução de problemas da mecânica dos fluidos, diversos métodos numéricos foram desenvolvidos durante os anos. Métodos de diferenças finitas e o de volumes finitos são muito utilizados. Para geometrias mais complexas, notou-se a versatilidade em usar o método dos Volumes Finitos baseado em Elementos (Sant'anna, 2010).

O método de volumes finitos baseado em elementos finitos (MVbEF) realiza o balanço de propriedades para o volume de controle da geometria em simulação numérica. O MVbEF é um método de volumes finitos semelhante ao modelo de elementos finitos na definição dos elementos e suas respectivas funções de forma para as interpolações no interior do elemento (Maliska, 2004).

Em torno de cada vértice dos elementos finitos da malha criam-se os volumes de controle. Um volume de controle poliédrico é indicado esquematicamente na Figura 4-1.

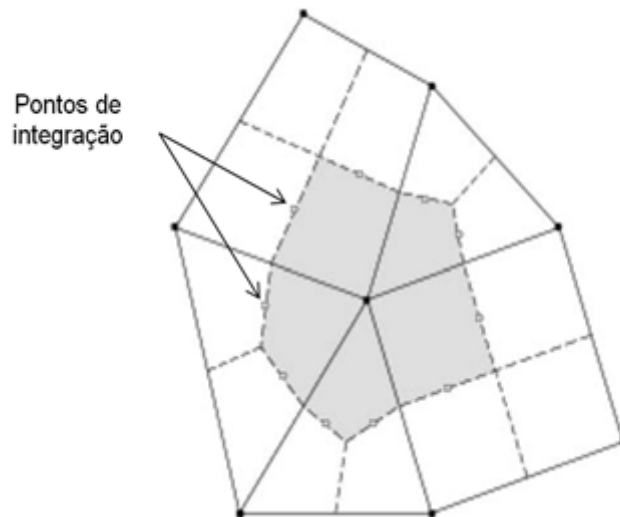


Figura 4-1 – Volume de controle criado num vértice dos elementos finitos.

Na Figura 4-1, as linhas sólidas definem os limites dos elementos finitos, e as linhas tracejadas os limites do volume de controle. Os círculos preenchidos representam os pontos de cálculo das variáveis do problema e as propriedades do fluido. Os pontos marcados como círculos não preenchidos são os pontos de integração (ip) localizados entre os volumes de controle adjacentes e avaliam os fluxos de superfície.

Cada volume de controle integra as equações de conservação. Utiliza-se o teorema de divergência de Gauss para a conversão das integrais de volume em integrais de superfície e a discretização no tempo é realizada de forma implícita.

Na sequência o Vol_{ctrl} representa o volume de um volume de controle, sc é a superfície do volume de controle, ip são os pontos de integração do volume de controle, A_{ip}^i é a área da face correspondente a um ponto de integração, svc é o centro do volume de controle, δt é o intervalo de passo de tempo, e os sobrescritos $n+1$ e n significam que a quantidade é avaliada no passo de tempo próximo e atual, respectivamente.

4.1.1 Discretização da conservação da massa

Considerando-se que não há transferência de massa entre as fases, a equação da continuidade apresentada no modelo de dois fluidos é simplificada para:

$$\frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k) = 0 \quad (4.1)$$

A representação discreta é obtida fazendo a integração no volume de controle.

$$\int_{Vol_{ctrl}} \int_n^{n+1} \frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k}{\partial t} dt dVol_{ctrl} + \int_{\delta t} \int_{Vol_{ctrl}} \frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k^i}{\partial x^i} dVol_{ctrl} dt = 0 \quad (4.2)$$

$$\int_{Vol_{ctrl}} \left[(\alpha_k \bar{\rho}_k)_{cvc}^{n+1} - (\alpha_k \bar{\rho}_k)_{cvc}^n \right] dVol_{ctrl} + \int_{\delta t} \left[\int_{sc} (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k^i) \cdot \bar{\mathbf{n}} dS \right] dt = 0 \quad (4.3)$$

$$Vol_{ctrl} \left[(\alpha_k \bar{\rho}_k)_{cvc}^{n+1} - (\alpha_k \bar{\rho}_k)_{cvc}^n \right] + \delta t \left[\sum_{ip} (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k^i A^i)_{ip}^{n+1} \right] = 0 \quad (4.4)$$

Um esquema de primeira ordem foi utilizado para discretizar o termo transiente. Por atuar como um meio de sub-relaxamento da solução atualizada de uma forma física, esse termo é usado para problemas não transientes.

4.1.2 Esquema Compressivo

Para obter maior resolução nos resultados numéricos para as interfaces, um esquema compressivo é utilizado por meio de uma “compressão da interface” (Zwart, 2008). Nesse método, a fração de volume de cada fase em cada ponto de integração, $\alpha_{k,ip}$, é recalculado em termos de valores de vértices vizinhos e tem a forma:

$$\alpha_{k,ip} = \alpha_{k,up} + k_{comp} (\nabla \alpha_k \cdot \bar{\mathbf{R}}) \quad (4.5)$$

onde $\alpha_{k,up}$ é o valor da fração de volume no vértice vizinho, $\bar{\mathbf{R}}$ é o vetor do vértice vizinho para o ponto de integração e k_{comp} é o coeficiente que permite a

compressão da interface para valores maiores do que a unidade, $k_{comp} > 1$ (ANSYS, 2010).

O esquema não depende de pequenos passos de tempo para obter sua compressibilidade e é igualmente aplicável ao estado estacionário e problemas transientes.

4.1.3 Discretização do balanço da quantidade de movimento

O balanço da quantidade de movimento apresentado no modelo de dois fluidos é reescrito na Eq. 4.6:

$$\frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k \hat{\mathbf{v}}_k) = -\nabla (\alpha_k \bar{p}_k) + \nabla \cdot [\alpha_k (\bar{\boldsymbol{\tau}}_k + \boldsymbol{\tau}_k^T)] + \alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{g}}_k + \mathbf{M}_k \quad (4.6)$$

A discretização dessa equação é obtida fazendo-se a integração no volume de controle:

$$\begin{aligned} & \int_{Vol_{ctrl}} \int_n^{n+1} \frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k^i}{\partial t} dt dVol_{ctrl} + \int_{\delta t Vol_{ctrl}} \int \frac{\partial \alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k^i \hat{\mathbf{v}}_k^j}{\partial x^j} dVol_{ctrl} dt = \\ & = - \int_{\delta t Vol_{ctrl}} \int \alpha_k \frac{\partial \bar{p}_k}{\partial x^i} dVol_{ctrl} dt + \int_{\delta t Vol_{ctrl}} \int \alpha_k \bar{\rho}_k \mathbf{g}^i dVol_{ctrl} dt + \\ & + \int_{\delta t Vol_{ctrl}} \int \nabla \cdot (\alpha_k (\bar{\boldsymbol{\tau}}_k^{jj} + \boldsymbol{\tau}_k^{jjT})) dVol_{ctrl} dt + \int_{\delta t Vol_{ctrl}} \int \mathbf{M}_k dVol_{ctrl} dt \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} & \int_{Vol_{ctrl}} \left[(\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k)_{cvc}^{n+1} - (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k)_{cvc}^n \right] dVol_{ctrl} + \int_{\delta t} \left[\int_{sc} (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k^i \hat{\mathbf{v}}_k^j) \cdot \bar{\mathbf{n}} dS \right] dt = \\ & = - \int_{\delta t} \left[\sum_{ip} (\alpha_k \bar{\rho}_k A^i)_{ip}^{n+1} \right] dt + \int_{\delta t} \left[Vol_{ctrl} (\alpha_k \bar{\rho}_k \mathbf{g}^i) \right] dt + \\ & + \int_{\delta t} \left[\int_{sc} (\alpha_k (\bar{\boldsymbol{\tau}}_k^{jj} + \boldsymbol{\tau}_k^{jjT})) \cdot \bar{\mathbf{n}} dS \right] dt + \int_{\delta t} \left[Vol_{ctrl} (\mathbf{M}_k^i) \right] dt \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} & Vol_{ctrl} \left[(\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k)_{cvc}^{n+1} - (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k)_{cvc}^n \right] + \delta t \left[\sum_{ip} (\alpha_k \bar{\rho}_k \hat{\mathbf{v}}_k^i \hat{\mathbf{v}}_k^j A^j)_{ip}^{n+1} \right] = \\ & = -\delta t \left[\sum_{ip} (\alpha_k \bar{\rho}_k A^i)_{ip}^{n+1} \right] + \delta t \left[Vol_{ctrl} (\alpha_k \bar{\rho}_k \mathbf{g}^i) \right] + \\ & + \delta t \left[\sum_{ip} (\alpha_k (\bar{\boldsymbol{\tau}}_k^{jj} + \boldsymbol{\tau}_k^{jjT}) A^j)_{ip}^{n+1} \right] + \delta t \left[Vol_{ctrl} (\mathbf{M}_k^i) \right] \end{aligned} \quad (4.9)$$

As equações discretizadas da continuidade e do balanço da quantidade de movimento, Eqs. 4.8 e 4.9, são aplicadas no sistema de coordenadas generalizadas da malha numérica.

4.1.4 Sistema de coordenadas generalizadas

A malha criada para o ejetor é irregular, mesmo tendo um arranjo estruturado, os elementos têm diferentes formas e tamanhos. Entretanto, o sistema de coordenadas original (x, y, z) , pode ser transformado para um sistema de coordenadas generalizadas (ξ, η, γ) , onde a geometria é tratada numericamente como regular (Maliska, 2004). A Figura 4-2 mostra, para duas dimensões, essa transformação de coordenadas.

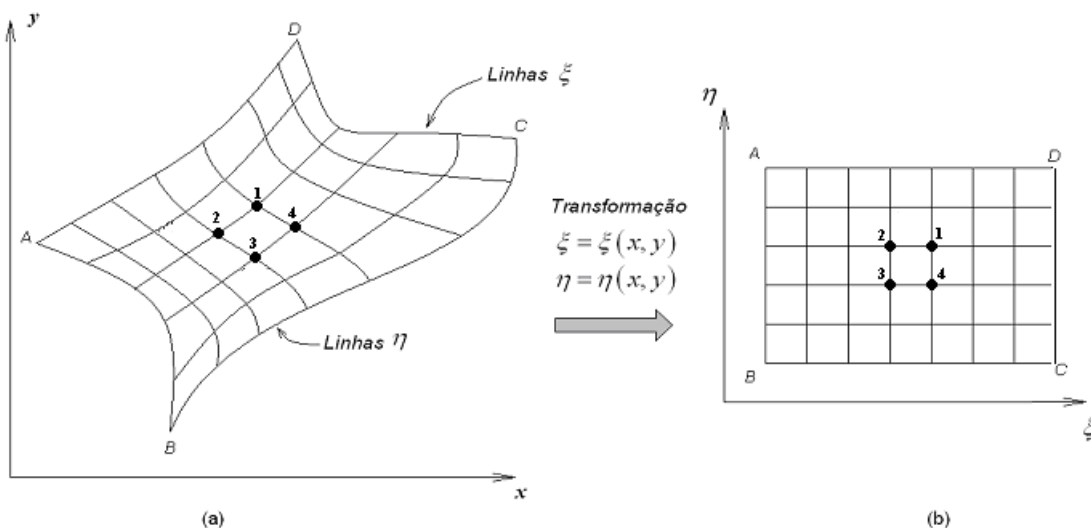


Figura 4-2 – (a) Malha no sistema de coordenadas original. (b) Malha no sistema de coordenadas generalizadas (Maliska, 2004)

Na Figura 4-2, o plano da figura (a) representa o plano físico discretizado (geometria real do problema) e o plano da figura (b) representa o plano computacional transformado. Observa-se a mudança de posicionamento dos pontos 1, 2, 3 e 4 com a transposição das coordenadas.

As informações sobre a geometria física são fornecidas ao programa computacional através das métricas da transformação $\xi = \xi(x, y, z)$, $\eta = \eta(x, y, z)$ e $\gamma = \gamma(x, y, z)$. A formulação e as técnicas para a geração desse

sistema de coordenadas generalizadas podem ser encontradas em Maliska (2004).

As equações discretizadas da continuidade e da conservação da quantidade de movimento, Eqs. 4.8 e 4.9, são aplicadas em cada volume de controle do sistema de coordenadas generalizadas, onde as métricas de transformação são encarregadas de fazer as devidas compensações para que, nas equações se tenha sempre os comprimentos reais da geometria física. Por último, o conjunto de equações para cada volume de controle gera um sistema algébrico de equações que podem ser resolvidas de maneira iterativa.

4.2 Implementação do problema no ANSYS CFX

A geometria é inicialmente preparada com modelagem da bomba ejetora em ambiente CAD. Utilizou-se o pacote Ansys WorkBench 2.0 Framework versão 14.5.7 para a construção da geometria. Na sequência, as geometrias são exportadas para o ICFM versão 14.5.7 para a elaboração da malha.

No presente trabalho, uma malha hexaédrica foi incorporada ao ejetor. A geometria utilizada para validação de resultados da literatura (Sanger 1970) é apresentada na Figura 4-3 e a geometria criada no Ansys WorkBench está representada na Figura 4-4.

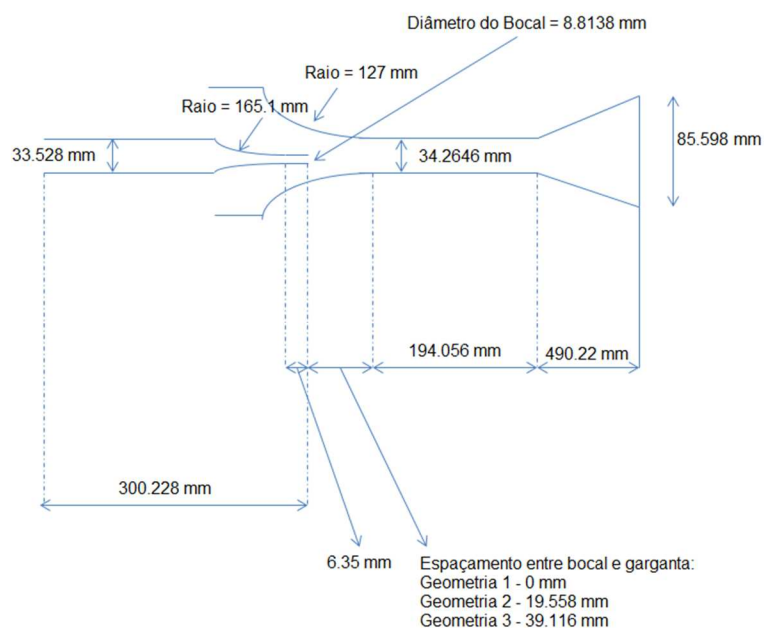


Figura 4-3 - Geometria utilizada para criação de malha.

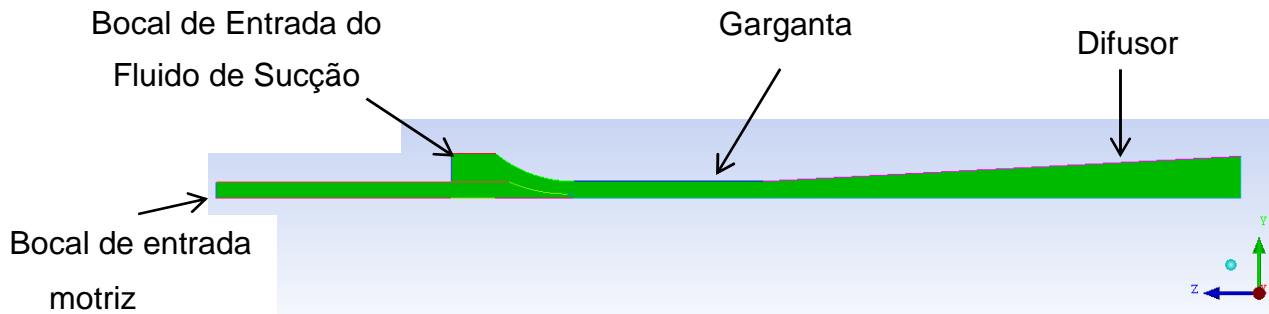


Figura 4-4 - Domínio Fluido da bomba ejetora estudada por Sanger, 1970.

Percebe-se que foi necessário um refinamento de malha mais acentuado nas regiões próximas as paredes na direção radial e próximo as interfaces entre as partes constituintes do ejetor, como a região entre o bocal e a garganta, demonstrado na Figura 4-5, e a seção final da garganta e o início do difusor.

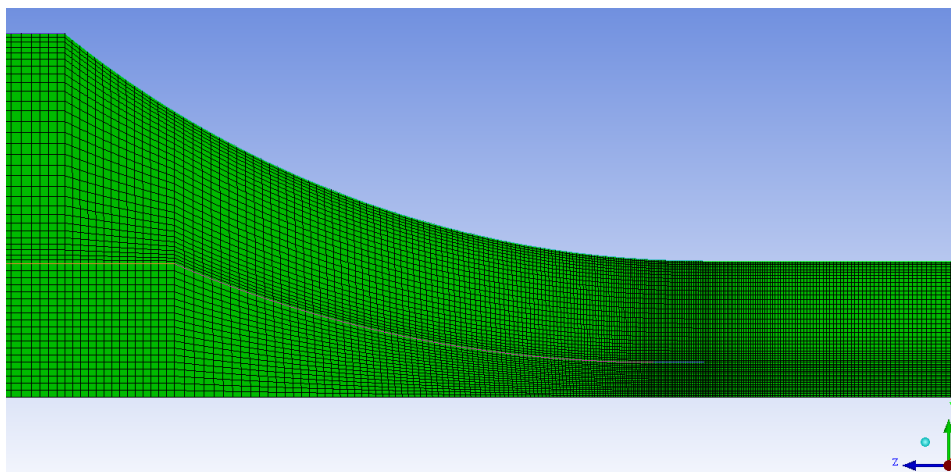


Figura 4-5 – Detalhe de refinamento da malha.

Para a utilização da malha 2D foram feitos testes de malha com uma malha 3D, representada a seguir na Figura 4-6.



Figura 4-6 – Bomba ejetora tridimensional: vista lateral.

A região de entrada motriz é demonstrada na cor vermelha e a entrada do fluido movido é apresentada na cor azul na Figura 4-7(a). Enquanto que a descarga da mistura é representada na Figura 4-7(b) na cor verde.

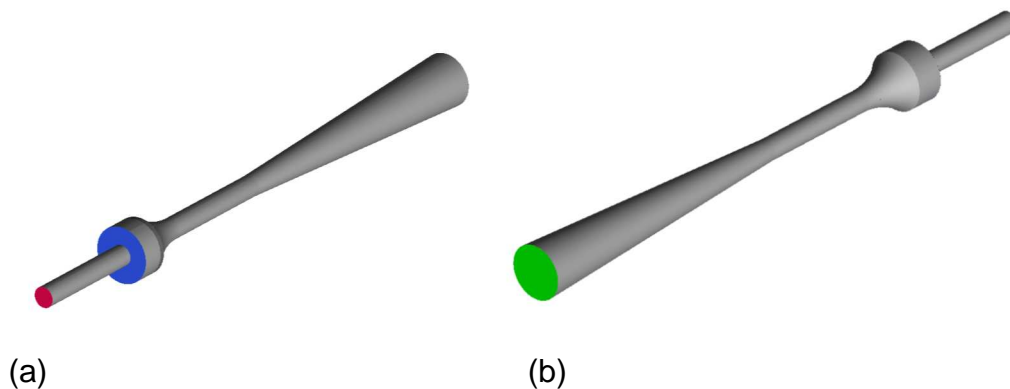


Figura 4-7 – Geometria Tridimensional: (a) entrada fluido motriz em vermelho e entrada de fluido movido em azul; (b) Descarga do ejetor em verde.

4.2.1 Teste de Y^+

A variável Y^+ tem importância no estudo dos efeitos da camada limite turbulenta de seus determinados modelos. Trata-se de uma distância adimensional a partir da parede que verifica a localização do primeiro nó a partir da parede. O modelo de turbulência κ - ϵ utiliza a lei de parede e o valor de Y^+ deve ser entre 20 e 30 e o modelo de turbulência SST necessita de um valor de Y^+ inferior a 2, pois utiliza a formulação κ - ω para descrever a região próxima a parede.

A distância adimensional para o modelo de turbulência utilizado é escrito como:

$$Y^+ = \frac{\rho \Delta y u^*}{\mu} \quad (4.10)$$

Onde: Δy é a espessura no primeiro elemento, μ é a viscosidade, ρ é a massa específica e u^* é a velocidade de atrito, dada por:

$$u^* = \left(\frac{\tau_p}{\rho} \right)^{0,5} \quad (4.11)$$

Onde τ_p é a tensão de cisalhamento da parede.

4.2.2 Teste de Malha

Faz-se necessário o teste de diferentes refinamentos de malhas para uma mesma geometria, pois os resultados das simulações não devem sofrer influência da malha produzida. A seleção do refinamento ótimo é dada pelo equilíbrio entre o tempo computacional necessário para a execução da simulação e as necessidades para atender ao modelo físico. Ou seja, se o refinamento não é suficiente, os fenômenos físicos podem não ser completamente capturados. Entretanto, se o refinamento é excessivo, a malha se torna muito pesada o que ocasiona em um tempo computacional maior do que o necessário.

Neste trabalho as malhas bidimensionais utilizadas são compostas por um número de elementos entre 70 e 90 mil para o modelo κ - ϵ ; entre 150 e 200 mil para as malhas utilizando o modelo SST; e mais de 1 milhão de elementos para a malha tridimensional que utilizou o modelo de turbulência SST.

Após a seleção da malha do ejetor, a geometria discretizada foi exportada para o módulo CFX-pré para a preparação do estudo de caso. Nesta interface são definidos os fluidos e suas propriedades, os modelos de escoamento utilizados na simulação e as condições de contorno.

A simulação é executada através do CFX *Solver Manager* e a convergência dos resultados é acompanhada em tempo real. Após o término da simulação, os resultados são analisados através da interface do CFD-Post.

O teste de malha contemplou quatro malhas bidimensionais, da geometria proposta por Sanger (1970) (Ejetor LJL), testadas na condição operacional de maior número de Reynolds. O número total de volumes finitos de cada malha é mostrado na Tabela 4-1.

Tabela 4-1 – Geometrias de estudo de Sanger (1970)

	<i>Número de Elementos</i>
M1	13159
M2	77727
M3	316710
M4	453140

As condições de contorno são: $P_d = 14,7$ psi, $Q_1 = 1,76$ kg/s e $Q_2 = 9,07$ kg/s. A Figura 4-8 mostra os planos onde os perfis de velocidade são obtidos: no meio do bocal convergente (seção 1), no meio da garganta (seção 2) e no meio do bocal divergente (seção 3).

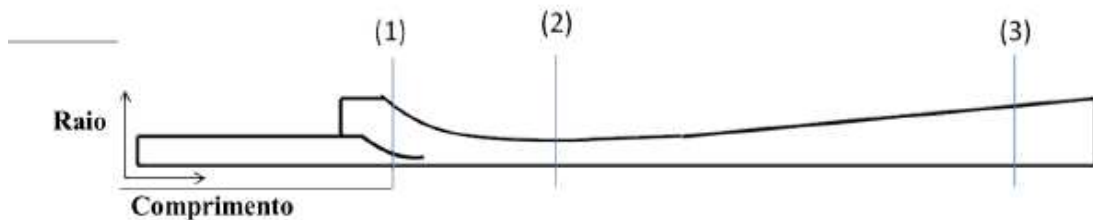


Figura 4-8 – Planos de interesse para os perfis de velocidades.

As Figura 4-9, Figura 4-10 e Figura 4-11 mostram os perfis de velocidades nas seções (1), (2) e (3) respectivamente.

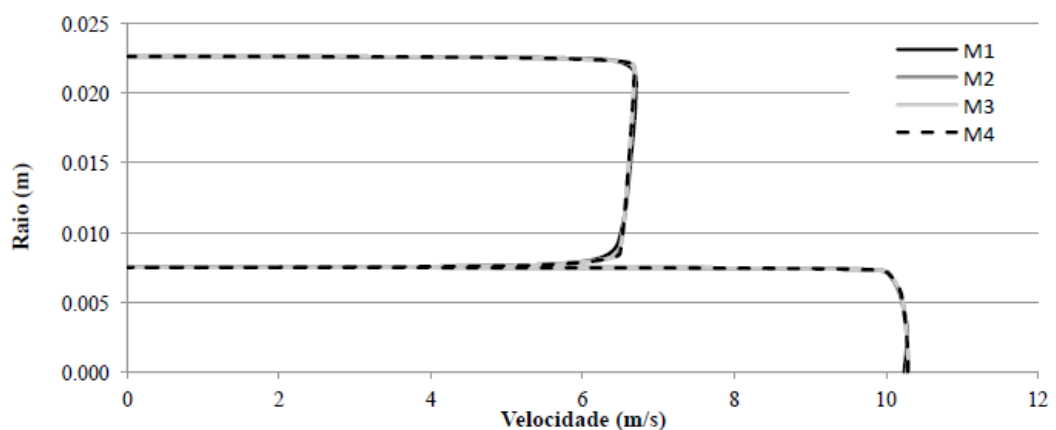


Figura 4-9 – Perfil de velocidade na seção (1) – bocal convergente e sucção.

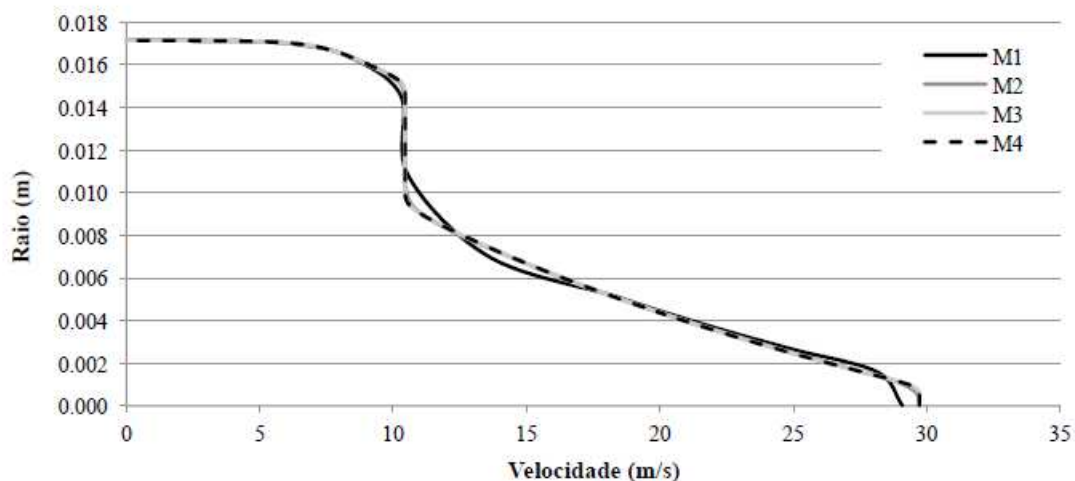


Figura 4-10 – Perfil de velocidade na seção (2) – garganta.

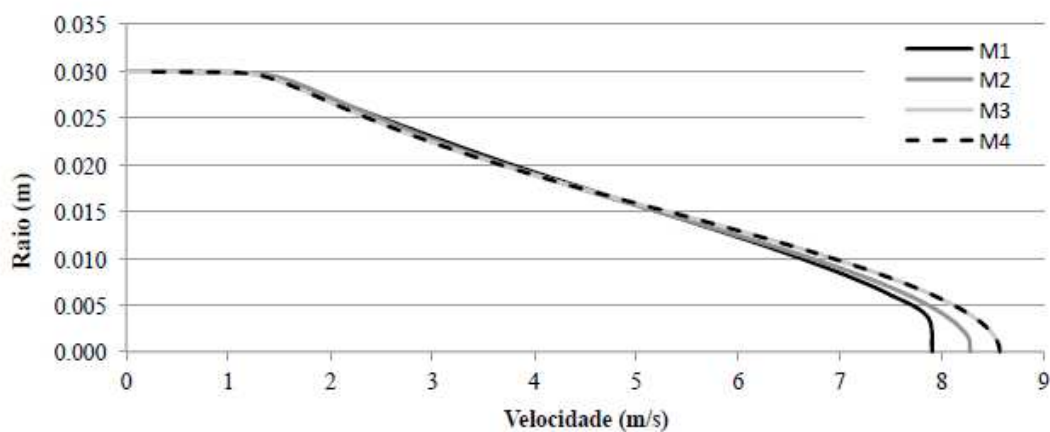


Figura 4-11 – Perfil de velocidade na seção (3) – difusor.

4.2.3 Convergência das Simulações

Para garantir a confiabilidade da solução numérica é importante ter o controle dos resíduos das equações, pois este representa o desequilíbrio local de cada equação conservativa no volume de controle.

Para a análise da convergência o CFX fornece um resíduo normalizado RMS (root mean square). Quando as curvas de resíduo normalizado atingem a ordem de 10^{-4} , os resultados da simulação são considerados suficientes para dar informações qualitativas sobre o campo de pressões, enquanto resíduos normalizados da ordem de 10^{-5} são utilizados na maioria das aplicações de engenharia (Ansys, 2013a). Nas simulações deste trabalho, utilizou-se um nível de convergência de 10^{-5} .

O resíduo normalizado RMS é utilizado para interromper automaticamente o algoritmo de solução, quando o valor especificado para resíduo é especificado no CFX-Pré. Para a análise da convergência das simulações neste trabalho foi determinado um valor de resíduo de 10^{-8} para que a simulação fosse interrompida somente através de um determinado número de iterações. Este método foi utilizado pois nos primeiros testes realizados a simulação atingiu o resíduo de 10^{-5} em um número baixo de iterações o que ocasionaria em uma não captura completa do comportamento do escoamento no interior da bomba ejetora. Além do resíduo, também se observou a conservação de massa no ejetor e pontos de pressão em determinadas regiões do ejetor.

4.2.4 Validação do Modelo Fluido Computacional de LJJ

Buscou-se na literatura a geometria de um ejetor com condições geométricas e de escoamento que apresentem semelhanças com os casos a serem estudados posteriormente. Três propostas por Sanger (1970) foram estudadas. Os principais parâmetros geométricos são a razão-bocal igual a 0,066, o comprimento de garganta igual a 5,66 vezes o diâmetro da garganta em questão e o espaçamento bocal-garganta, também conhecido como *nozzle-to-throat distance* (NTD) que variou conforme Tabela 4-2.

Tabela 4-2 – Geometrias de estudo de Sanger (1970)

Ejetor	NTD
S1	0
S2	0,77
S3	1,54

Os modelos de turbulência κ - ϵ e SST foram utilizados para a validação do modelo computacional. O modelo κ - ϵ é amplamente utilizado para escoamento interno, além de ser reconhecido como um modelo de turbulência padrão para escoamentos de engenharia (Nallasamy, 1985) devido a sua estabilidade e robustez numérica (Ansys, 2013 – *Modeling Guide*). Enquanto o modelo SST

considera uma modelagem $k-\omega$ para a região da camada limite turbulenta, portanto tem a capacidade de melhorar a predição de escoamentos com grandes gradientes adversos de pressão e separação (Bardina *et al.* 1997).

Conforme as curvas de eficiência das geometrias S1, S2 e S3 apresentadas na Figura 4-12, constata-se que ambos os modelos de turbulência concordam com os resultados experimentais de Sanger (1970). Constata-se que o modelo SST apresenta melhores predições em relação aos dados experimentais quando comparado com o modelo $\kappa-\epsilon$, principalmente para os pontos operacionais de maior M .

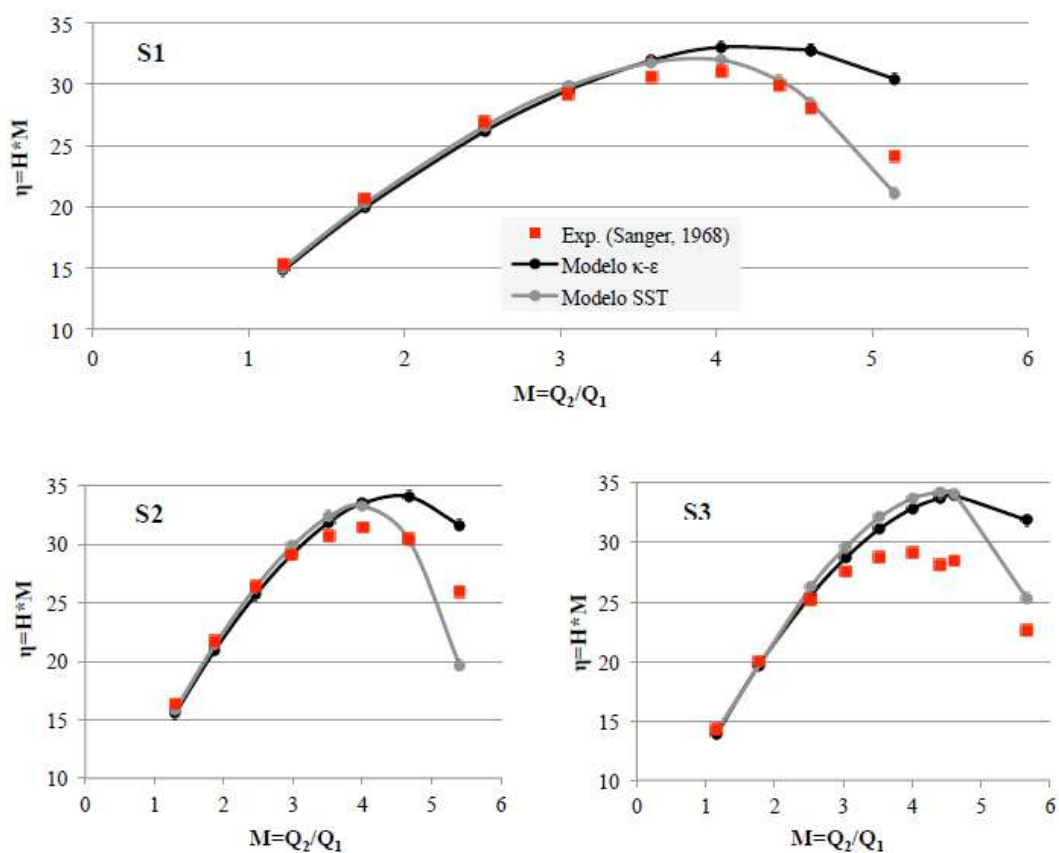


Figura 4-12 – Curvas de eficiência dos ejetores de Sanger (1970)

Sendo:

$$M = \frac{Q_2}{Q_1} \quad (4.12)$$

$$H = \frac{(P_d - P_s)}{(P_i - P_d)} \quad (4.13)$$

Os modelos bidimensionais munidos de tais modelos de turbulência possuem capacidade suficiente para a descrição dos fenômenos físicos de ejetores de água-água convencionais, os quais normalmente são operados em pressões relativamente baixas. Para tais ejetores recomenda-se que o ponto operacional de projeto, M_p , seja igual a dois terços do ponto de eficiência máxima, M_{MAX} , de modo a evitar a região de cavitação (Cunningham, 2001).

As curvas de altura adimensional de bombeamento das geometrias S1 e S2 são apresentadas na Figura 4-13. Constata-se que o modelo SST apresenta melhores previsões em relação aos dados experimentais quando comparado com o modelo κ - ϵ , principalmente para os pontos operacionais de maior M .

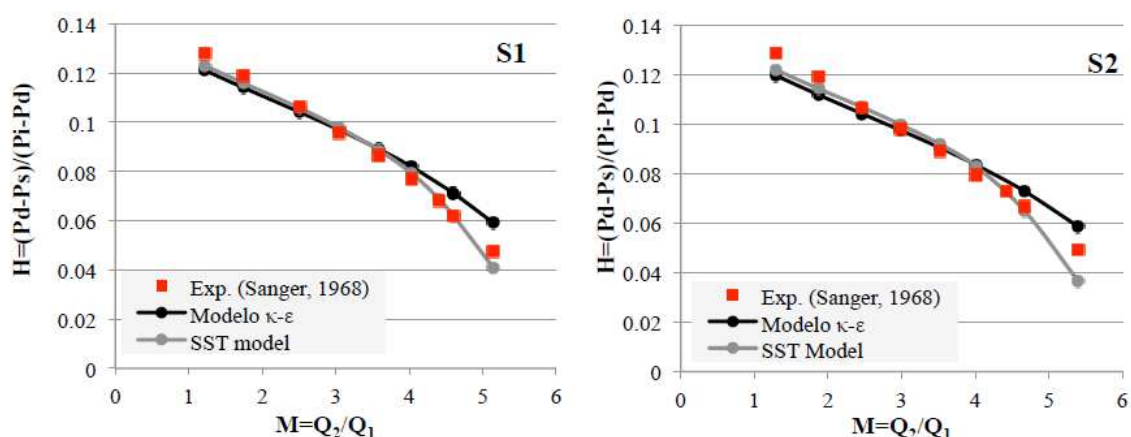


Figura 4-13 – Curvas da altura adimensional de bombeamento dos ejetores S1 e S2

As variações apresentadas pelo modelo κ - ϵ em relação aos resultados experimentais podem ser explicadas pela anomalia do jato circular. Jatos são classificados segundo a geometria de sua seção geométrica inicial. Jato redondo é aquele gerado por um orifício circular, enquanto o jato plano ou retangular é gerado por uma cavidade de seção retangular (Silveira Neto, 2002).

Segundo Pope (1978), o modelo de turbulência κ - ϵ , quando utilizado para descrever o escoamento num jato livre circular, superestima a velocidade de

espalhamento do jato em 40%. Dados experimentais mostram que o jato circular tem um espalhamento 15% mais lento que o jato plano, enquanto a taxa calculada pelo modelo κ - ϵ prevê uma velocidade de espalhamento 15% maior (para o jato circular). Essa inconsistência de resultados é denominada “anomalia do jato circular”.

Para pontos operacionais com maiores razões de vazões mássicas, o processo de homogeneização de velocidades ocupa um maior comprimento de garganta se comparado com pontos operacionais de menores razões de vazões mássicas e, eventualmente, parte do difusor. Ao superestimar o espalhamento do jato, o modelo κ - ϵ reproduz um perfil de velocidades mais homogêneo na saída da garganta, o que implica numa recuperação de pressão mais efetiva no difusor. Assim, para pontos operacionais com maiores vazões mássicas, o modelo κ - ϵ superestima a eficiência.

Acaso exista interesse em modelar todo o intervalo operacional do ejetor, o modelo SST se mostra mais indicado. Este modelo é capaz de computar e descrever a camada limite, importante para avaliar a recuperação de pressão no difusor do ejetor. Esse fato parece justificar os melhores ajustes deste modelo com os dados experimentais, quando comparado ao modelo κ - ϵ . Assim, neste trabalho adotou-se o modelo SST para todos os casos de estudo, ainda que este modelo exija maiores refinamentos de malha e conseqüentemente, mais tempo para convergência das soluções quando comparado ao modelo κ - ϵ .

4.2.5 Teste de Malha Tridimensional

Por apresentar facilidade de construção e um número bastante reduzido de elementos de volume, as malhas bidimensionais são muito úteis. Estas características permitem que as simulações dos diversos pontos operacionais do ejetor em estudo sejam concluídas em um tempo computacional relativamente baixo. Porém, é necessário que a geometria em estudo e seu respectivo campo de escoamento sejam simétricos, situação que ocorre para os ejetores com simetria axial.

A curva de eficiência do ejetor S1 bidimensional comparada aos resultados para o mesmo ejetor com uma malha tridimensional é apresentada na Figura 4-14, utilizando o modelo de turbulência SST.

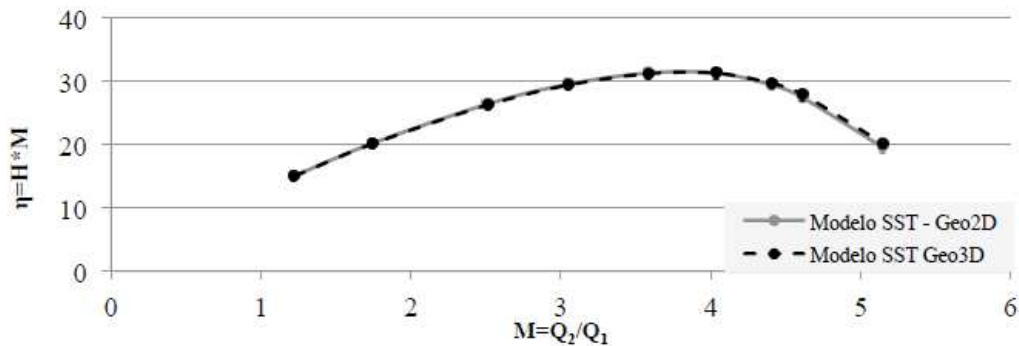


Figura 4-14 – Curvas de eficiência das malhas bidimensional (Geo2D) e tridimensional (Geo3D)

Observa-se que as curvas bidimensional e tridimensional são coincidentes. Tal fato ocorre devido a independência dos resultados em relação a discretização da malha, mesmo que as malhas tenham sido estruturadas de maneira diferente. Além do mais, a simetria axial da geometria e do campo de escoamento, juntamente ao fato do modelo de turbulência ser isotrópico, faz com que as curvas dos modelos bidimensionais e tridimensionais sejam equivalentes.

5 ESTUDO DE CASO E RESULTADOS

A motivação para o estudo das geometrias LJL deste capítulo é a possível aplicação do conhecimento adquirido na área de extração de petróleo em águas profundas.

Em todos os testes numéricos realizados no presente trabalho, o diâmetro na entrada do bocal convergente, região por onde entra o fluido motriz, e o diâmetro de saída do difusor são mantidos constantes e iguais a 6 polegadas (15cm). Na Figura 5-1, são mostrados detalhes da geometria a ser estudada.

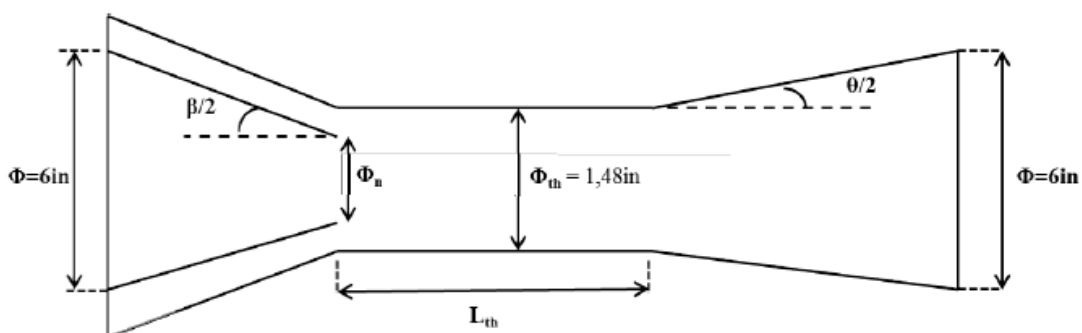


Figura 5-1 – Geometria base

Para a solução do problema, são consideradas as seguintes condições de contorno:

- As paredes internas e externas, bem como o bocal, são consideradas como paredes lisas e impermeáveis, ou seja, velocidade nula nas paredes;
- Entrada com pressão dos fluidos motriz (P_{motriz}) e movido (P_{movido});
- Aplica-se a condição de vazão mássica (\dot{m}_{out}) de uma mistura líquido-líquido na saída do ejetor.

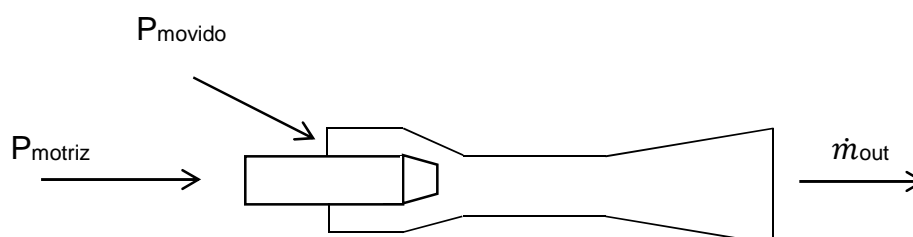


Figura 5-2 – Condições de Contorno.

Tais condições de contorno serão consideradas devido aos parâmetros das operações de bombas ejetoras utilizadas pela Petrobras.

As condições de contorno aplicadas foram: pressões de fluido motriz, pressões de fluido movido e a vazão total na saída do ejetor. A pressão de fluido motriz, P_{motriz} , foi constante durante todos os casos mantida em 70 bar, enquanto a pressão de fluido movido, P_{movido} , variou entre 10 e 67 bar com a finalidade de representar diferentes capacidades de ejeção ou condições operacionais. O diâmetro da garganta é mantido constante para todos os ejetores estudados. A redução da seção de área na saída do bocal convergente implica em maiores velocidades e menores pressões na saída do bocal. Portanto, dentre os ejetores estudados neste trabalho, aqueles com menores razões de área bocal-garganta apresentam capacidade de arrastar fluidos a menores pressões de sucção, pois possuem uma velocidade mais alta e por consequência uma pressão mais baixa. A vazão total na descarga, \dot{m}_{out} , de todos os ejetores foi mantida constante e igual a 30 kg/s.

Para o estudar a influência da viscosidade no escoamento da bomba ejetora, as simulações foram realizadas com três fluidos de viscosidade cinemática diferentes, em unidade centipoise representados na Tabela 5-1.

Tabela 5-1 – Tabela de Viscosidades

Fluido	Viscosidade [cp]
Água	1
Água10cp	10
Água100cp	100

O estudo de caso, construído a partir da geometria base apresentada na Figura 5-1, é composto de sete geometrias com diferentes razões de área bocal – garganta (parâmetro b). As geometrias são descritas na

Tabela 5-2.

Tabela 5-2 – Geometrias do estudo de caso

	b	$L_{th}(pol)$	β	θ
G01	0,15	$10\Phi_{th}$	10°	10°
G02	0,20	$10\Phi_{th}$	10°	10°
G03	0,25	$10\Phi_{th}$	10°	10°
G04	0,30	$10\Phi_{th}$	10°	10°
G05	0,35	$10\Phi_{th}$	10°	10°
G06	0,40	$10\Phi_{th}$	10°	10°
G07	0,55	$10\Phi_{th}$	10°	10°

Sendo:

$$b = \frac{\Phi_n}{\Phi_{th}} \quad (5.1)$$

O parâmetro geométrico b está relacionado diretamente com as condições de operação do ejetor. O objetivo é analisar a relação entre o parâmetro b e a capacidade de sucção de fluidos pelo ejetor para produzir um envelope das possíveis condições de operação.

As Figura 5-3, Figura 5-4 e Figura 5-5 representam as curvas de eficiência contra razões de vazões mássicas para os fluidos Água, Água10cp e Água100cp, respectivamente. Segundo Cunningham (2001), as curvas possuem formato característico parabólico.

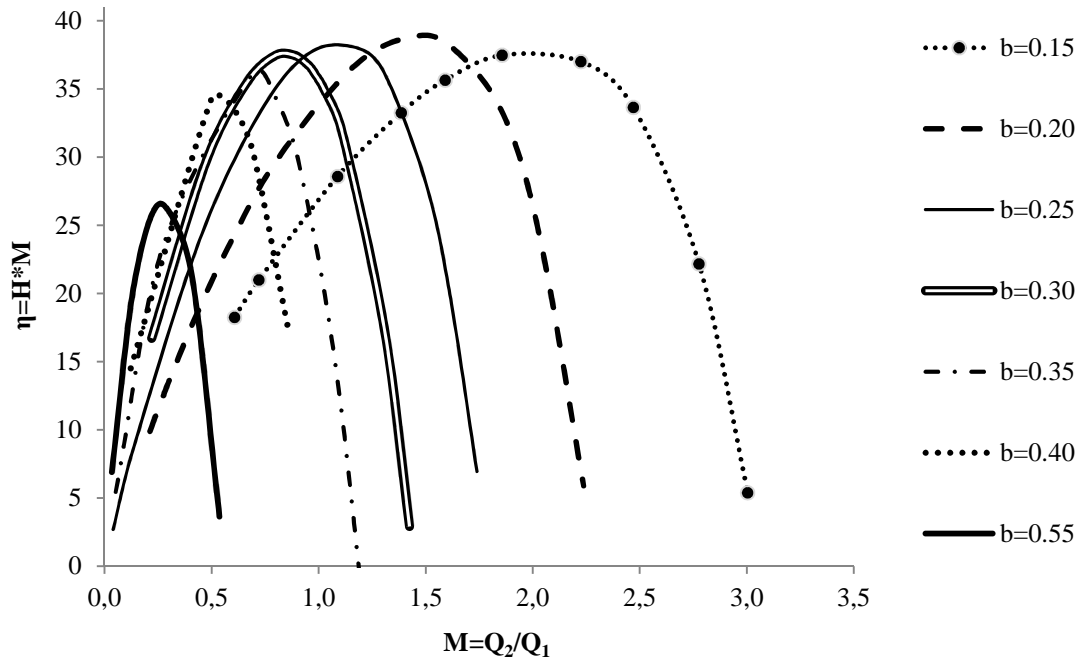


Figura 5-3 – Curvas de eficiência para fluido Água

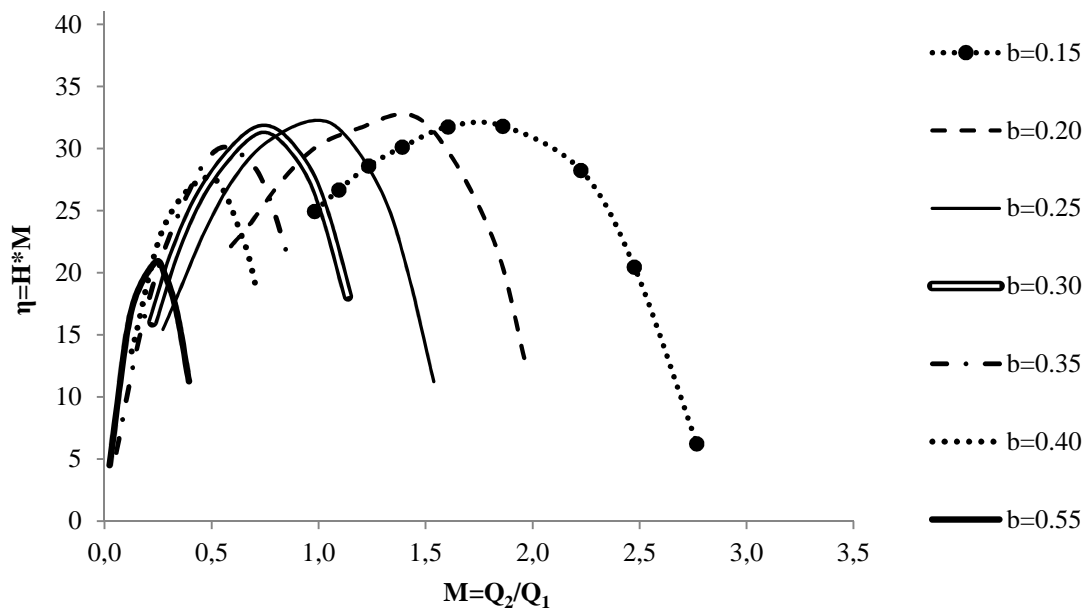


Figura 5-4 – Curvas de eficiência para fluido Água10cp

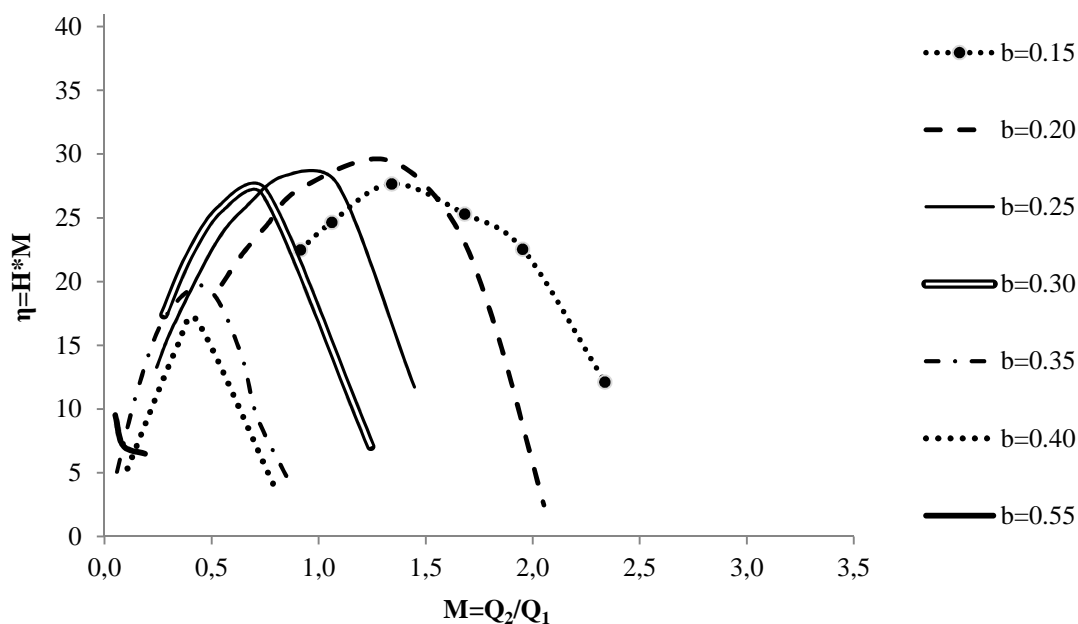


Figura 5-5 – Curvas de eficiência para fluido Água100cp

Das Figura 5-3, Figura 5-4 e Figura 5-5 percebe-se que para menores razões de área de secção b a curva torna-se assimétrica em relação ao ponto de maior eficiência.

À medida que a viscosidade é aumentada observa-se uma queda na eficiência da bomba ejetora, uma vez que as perdas de carga viscosas são maiores. Este fato pode ser observado tomando-se, por exemplo, o ponto de maior eficiência da curva da geometria G01, com valor de b igual a 0,15, sendo as eficiências máximas 37,5%, 31,8 e 27,6 para os fluidos Água, Água10cp e Água100cp, respectivamente.

As curvas de eficiência das Figura 5-3, Figura 5-4 e Figura 5-5, para ejetores com valores de b reduzidos, mostram menor sensibilidade da eficiência com relação às variações de M . Isso sugere que para aplicações onde M seja variável durante a operação, um ejetor com b mais reduzido pode garantir maior continuidade operacional próximo ao ponto ótimo.

Para os fluidos mais viscosos a sensibilidade é aumentada, pois as eficiências diminuem mais acentuadamente conforme as razões mássicas de trabalho se afastam do ponto de maior eficiência.

As Figura 5-6, Figura 5-7 e Figura 5-8 apresentam as curvas da altura adimensional de bombeamento, as quais assumem um formato retilíneo. Observa-se que os ejetores que carregam mais fluido movido, ou seja, possuem menores valores de b , são também os ejetores que possuem os menores valores de altura adimensional de bombeamento. De maneira similar, quanto maior o valor do parâmetro b , menor a capacidade de aspirar fluido movido, entretanto, a altura adimensional de bombeamento entregue é mais alta. Assim, a influência do parâmetro geométrico b é traduzida na definição do intervalo de vazões mássicas de operação do ejetor.

Nas Figura 5-6, Figura 5-7 e Figura 5-8, a curva de altura adimensional de bombeamento evidencia o aspecto de que uma vez próximo ao ponto de maior eficiência observam-se menores variações de altura adimensional de bombeamento para ejetores com valores reduzidos de b .

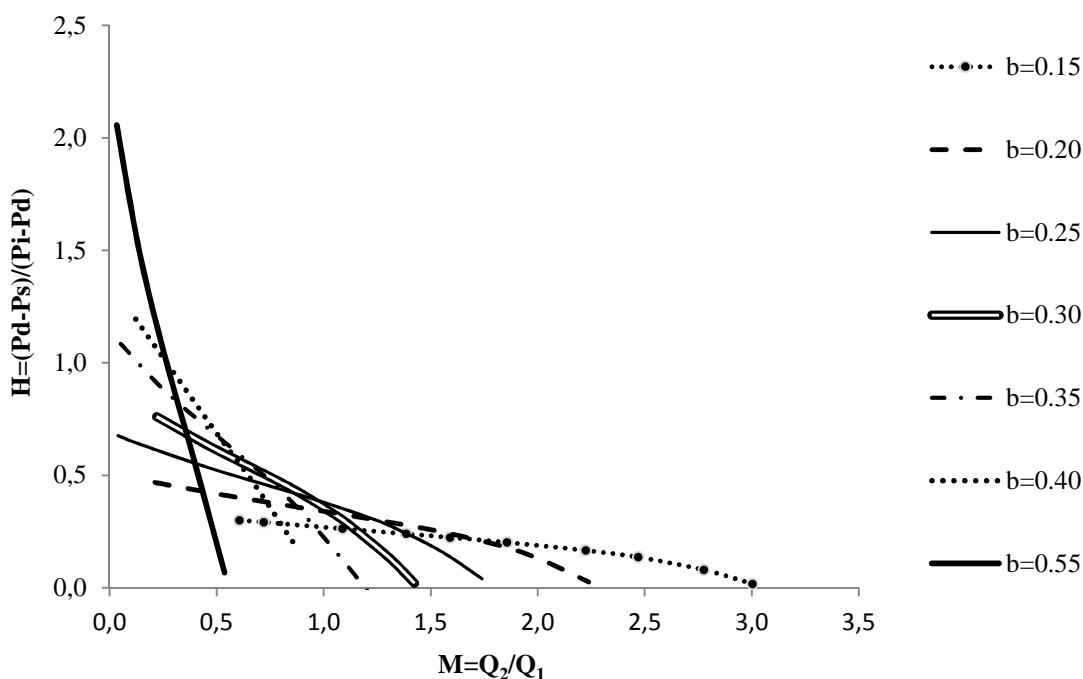


Figura 5-6 – Curvas de altura adimensional de bombeamento para fluido Água

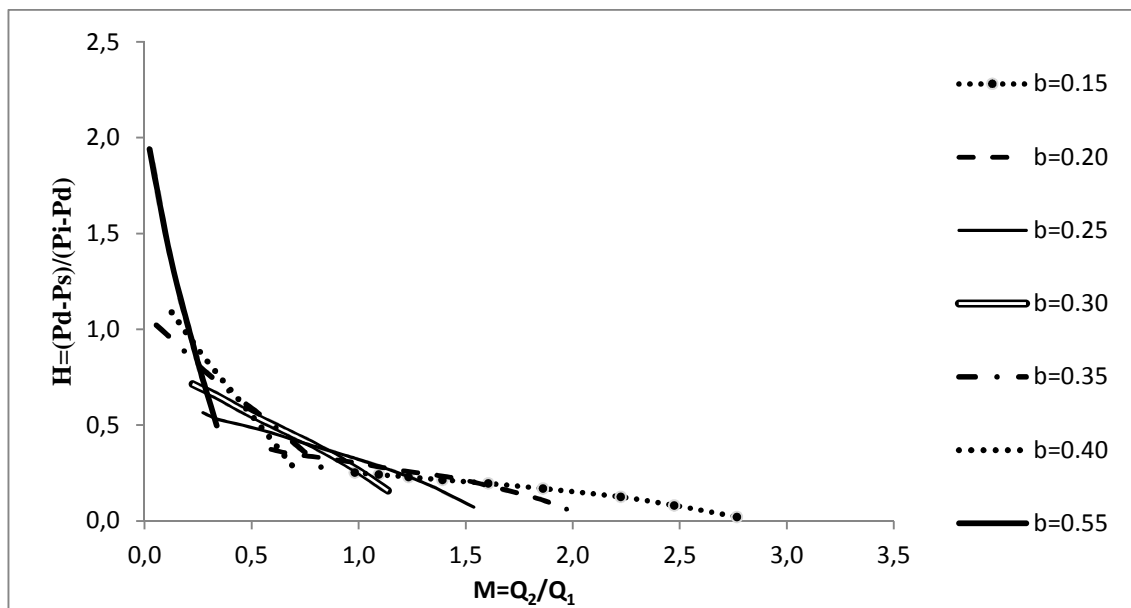


Figura 5-7 – Curvas de altura adimensional de bombeamento para fluido Água10cp

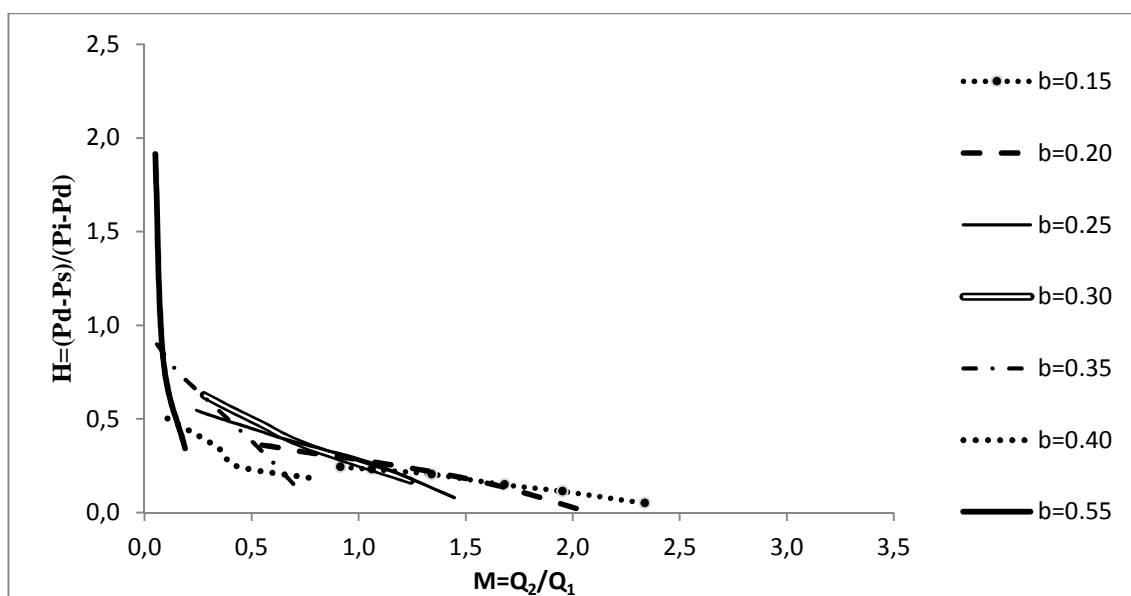


Figura 5-8 – Curvas de altura adimensional de bombeamento para fluido Água100cp

As Figura 5-9, Figura 5-10 e Figura 5-11 apresentam as curvas que resumem o comportamento dos ejetores, para cada viscosidade em estudo, em termos de altura adimensional de bombeamento e vazões mássicas, em função das razões de área bocal-garganta. Cada ponto do gráfico corresponde ao ponto de maior eficiência de um ejetor. Na literatura considera-se que o ponto de operação ótimo do ejetor ocorre para um M igual a $2/3$ do M de maior eficiência (Cunningham, 2001). Essa consideração é importante quando o

ejetor opera com pressões tais que a pressão na saída do bocal do ejetor atinge valores próximos à pressão de vapor do fluido motriz. Neste trabalho, as pressões consideradas foram altas o suficiente para evitar essa condição e, por este motivo, as curvas, das Figura 5-9, Figura 5-10 e Figura 5-11, estão ajustadas para os pontos operacionais de maior eficiência dos ejetores em estudo.

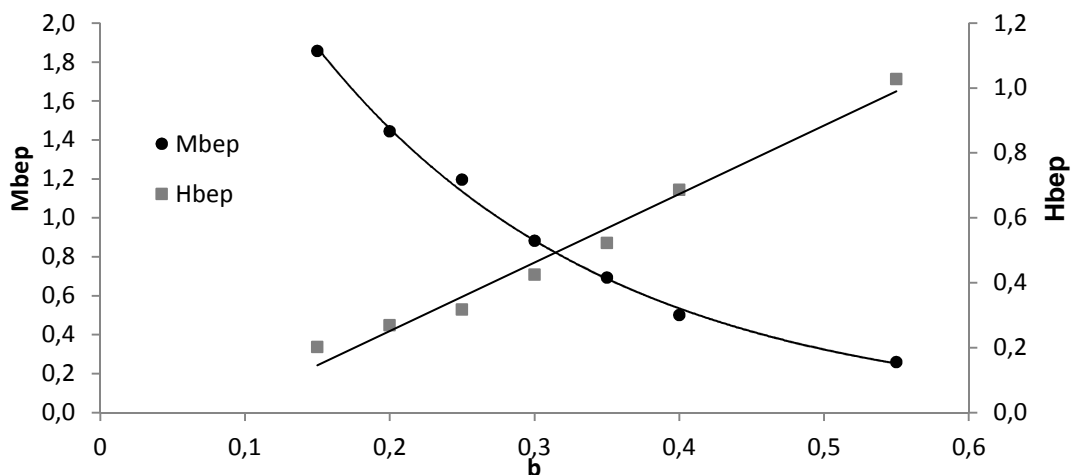


Figura 5-9 – Envelope operacional dos ejetores para o fluido Água

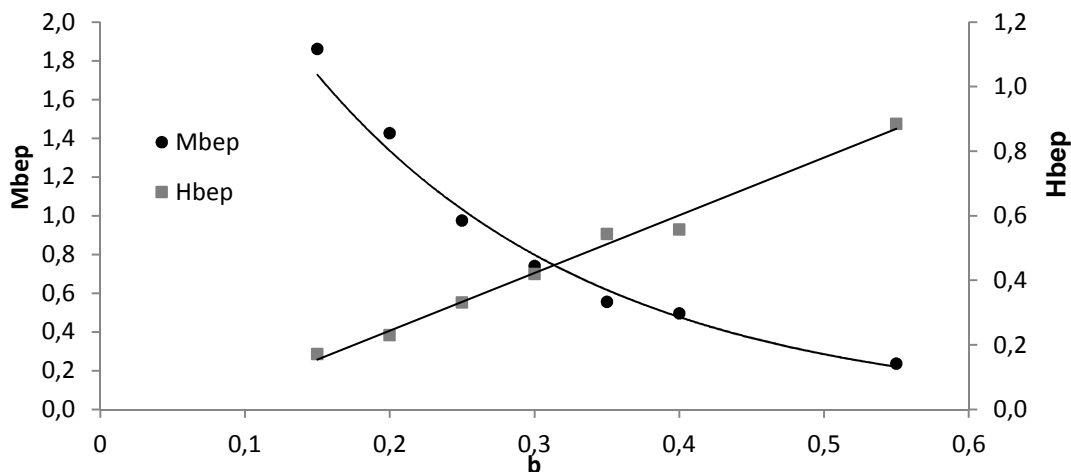


Figura 5-10 – Envelope operacional dos ejetores para o fluido Água10cp

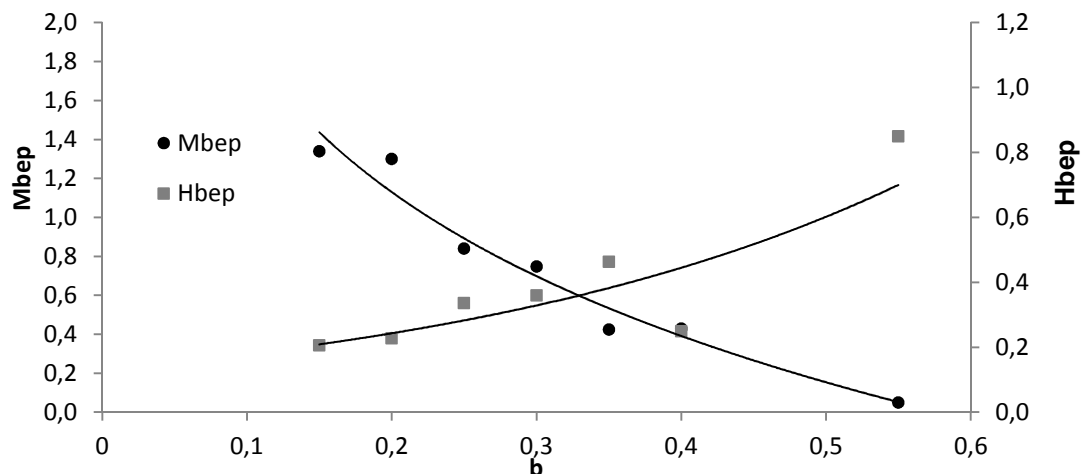


Figura 5-11 – Envelope operacional dos ejetores para o fluido Água100cp

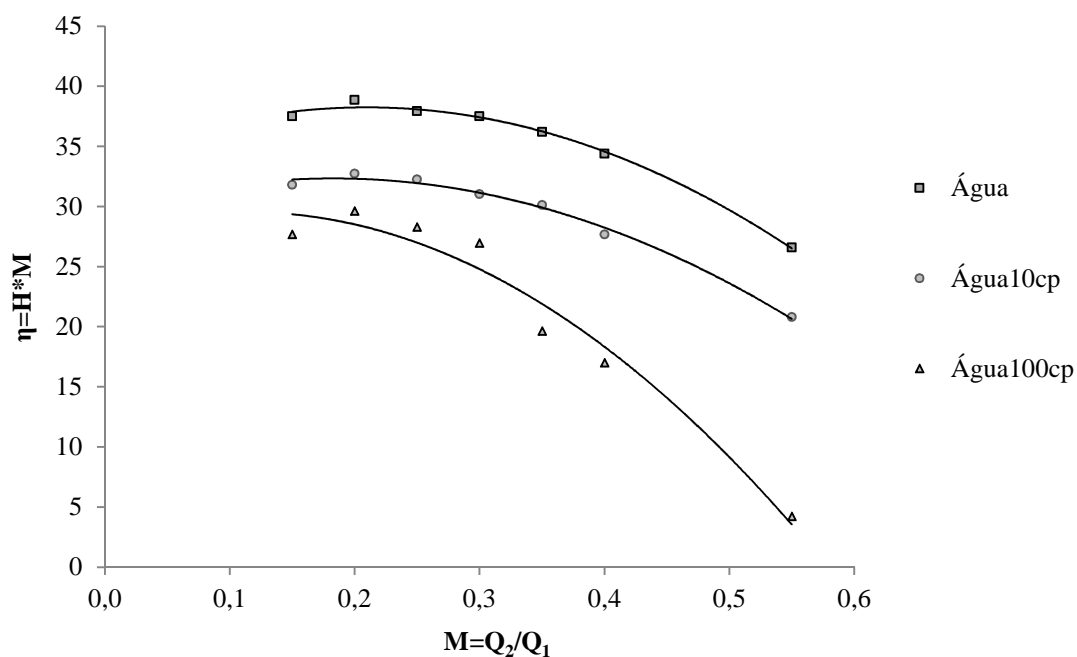


Figura 5-12 – Eficiência máxima em função da razão de área bocal-garganta.

A Figura 5-12 apresenta os pontos de máxima eficiência para cada razão de área bocal-garganta estudada. Observa-se que existe um máximo em $b=0,2$, para todos os fluidos, o que concorda com Cunningham (2001). O mesmo autor reporta que os ejetores com máxima eficiência encontram-se num intervalo de razão de áreas bocal-garganta (b) entre 0,2 e 0,3.

Para exemplificar o campo de velocidades e de energia cinética turbulenta no interior do ejetor, três pontos operacionais da G02 são avaliados. As condições operacionais adotadas são descritas na tabela 5-3.

Tabela 5-3 – Geometrias do estudo de caso

		Pi (bar)	Ps (bar)	M	H	η
G02	P1	70	30	0.576	0.405	23.4
G02	P2	70	50	1.16	0.315	36.7
G02	P3	70	61.5	2.03	0.118	24

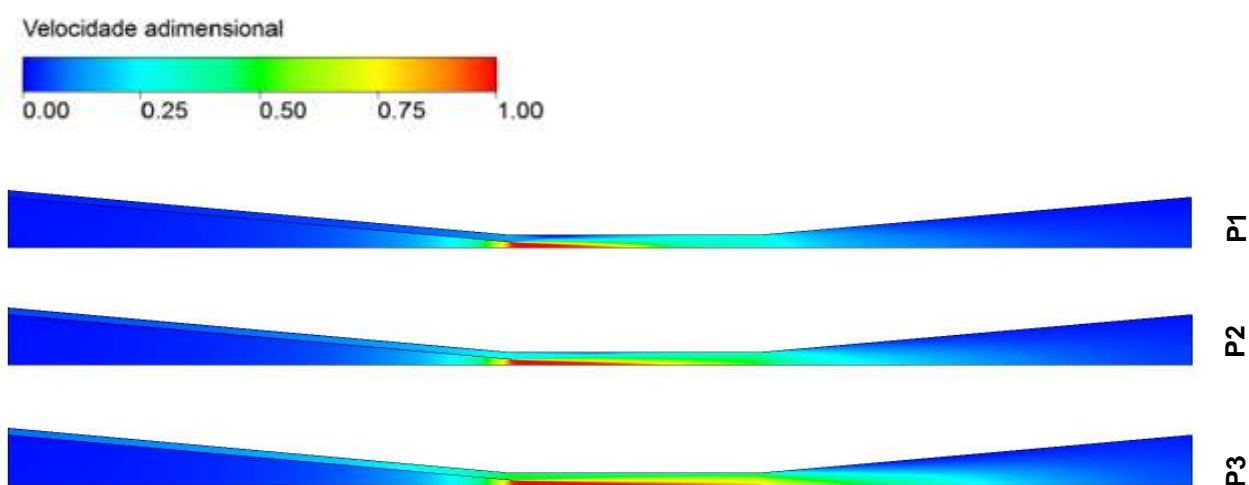


Figura 5-13 – Campo de velocidades de G02 em três condições operacionais.

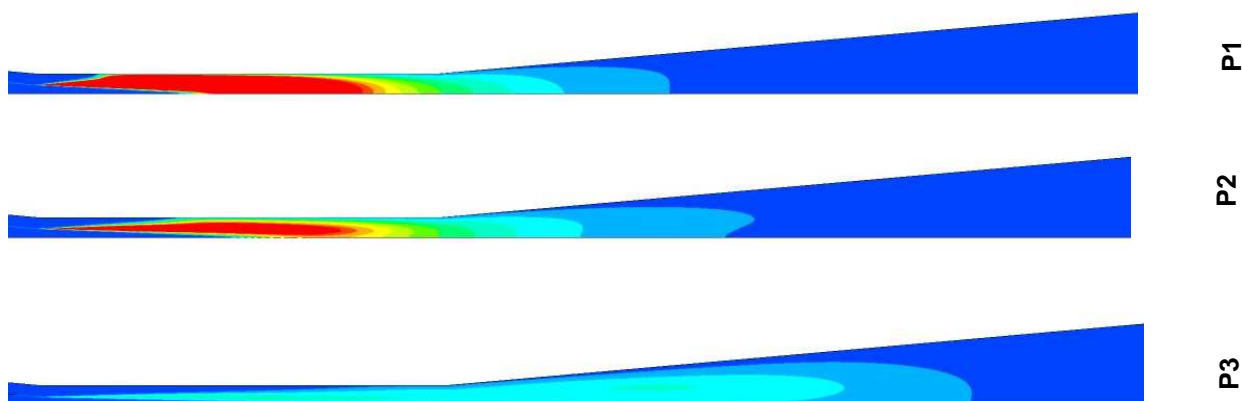


Figura 5-14 – Campo de energia cinética turbulenta de G02 em três condições operacionais.

Comparando-se os resultados das três condições operacionais para a geometria G02, observa-se que a condição P1 é aquela que apresenta os

menores níveis de turbulência quando comparado a P2 e P3. Nessa condição de operação, também se observam as maiores diferenças entre as velocidades dos fluidos, motriz e movido, na entrada da garganta. Essa situação parece favorecer as instabilidades turbulentas, que estão relacionadas com o processo de mistura dos fluidos movido e motriz, como se observa nos campos de energia cinética turbulenta (Figura 5-14).

Para comparar os campos de velocidades e de energia cinética turbulenta no interior do ejetor para as diferentes viscosidades de fluido estudadas, três pontos operacionais da G02 são avaliados nas condições de máxima eficiência. As condições operacionais adotadas são descritas na tabela 5-4.

Tabela 5-4 – Geometrias do estudo de caso

		Pi (bar)	Ps (bar)	M	H	η	μ
G02	V1	70	50	1.16	0.315	36.7	1cp
G02	V2	70	50	1.19	0.267	31.6	10cp
G02	V3	70	50	1.30	0.228	29.6	100cp

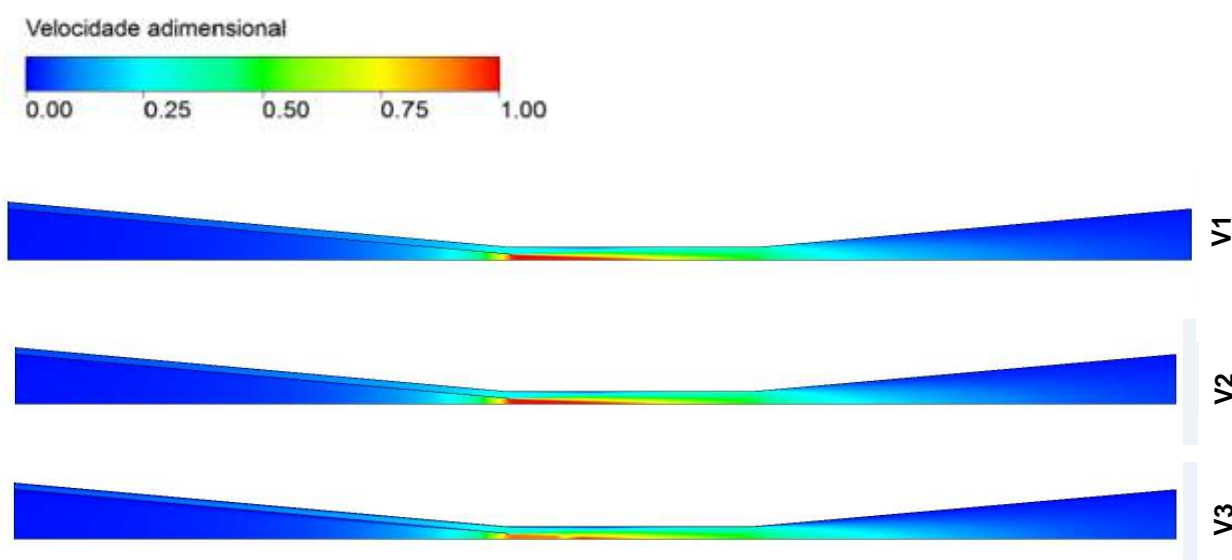


Figura 5-15 – Campo de velocidades de G02 em três viscosidades operacionais.

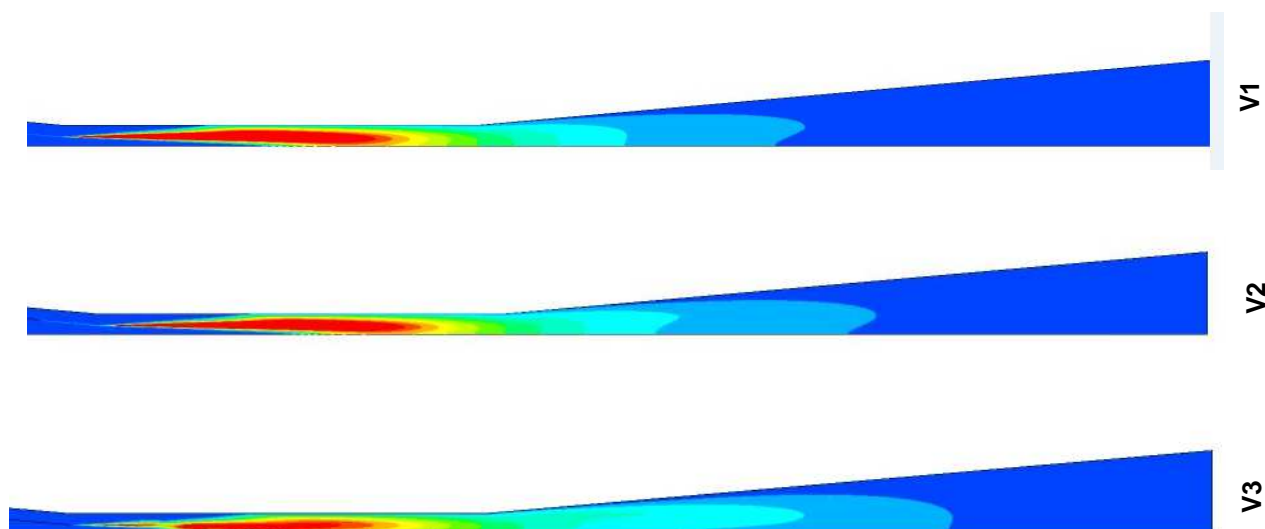


Figura 5-16 – Campo de energia cinética turbulenta de G02 em três viscosidades operacionais.

Comparando-se os resultados das três condições operacionais para a geometria G02, observa-se que a condição V3 é aquela que apresenta os menores níveis de turbulência quando comparado a V1 e V2. Nessa condição de operação, também se observam as menores diferenças entre as velocidades dos fluidos, motriz e movido, na entrada da garganta devido as perdas de cargas viscosas. Essa situação parece desfavorecer as instabilidades turbulentas, que estão relacionadas com o processo de mistura dos fluidos movido e motriz, como se observa nos campos de energia cinética turbulenta (Figura 5-16).

A Figura 5-17 mostra os perfis de pressão ao longo da linha central do da garganta do ejetor G02 para o fluido Água. Observa-se uma diminuição de pressão ao longo do comprimento do bocal convergente, seguido de um aumento de pressão na garganta e uma recuperação de pressão no difusor. Observa-se que na condição operacional P1, o fluido movido é pressurizado de 30 até 42 bar ao longo do ejetor. Na condição operacional P2, ponto de maior eficiência do ejetor, o fluido movido é pressurizado de 49 até 56 bar na descarga. Na condição operacional P3, o fluido movido é pressurizado de 58 até 64 bar.

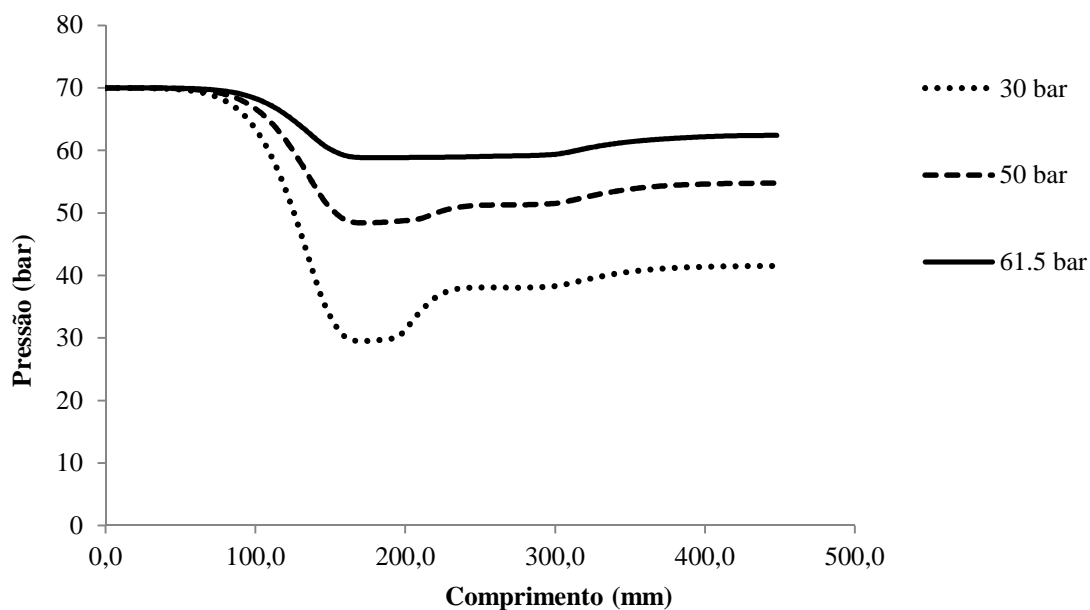


Figura 5-17 – Pressão ao longo da linha central da garganta G02 para fluido Água.

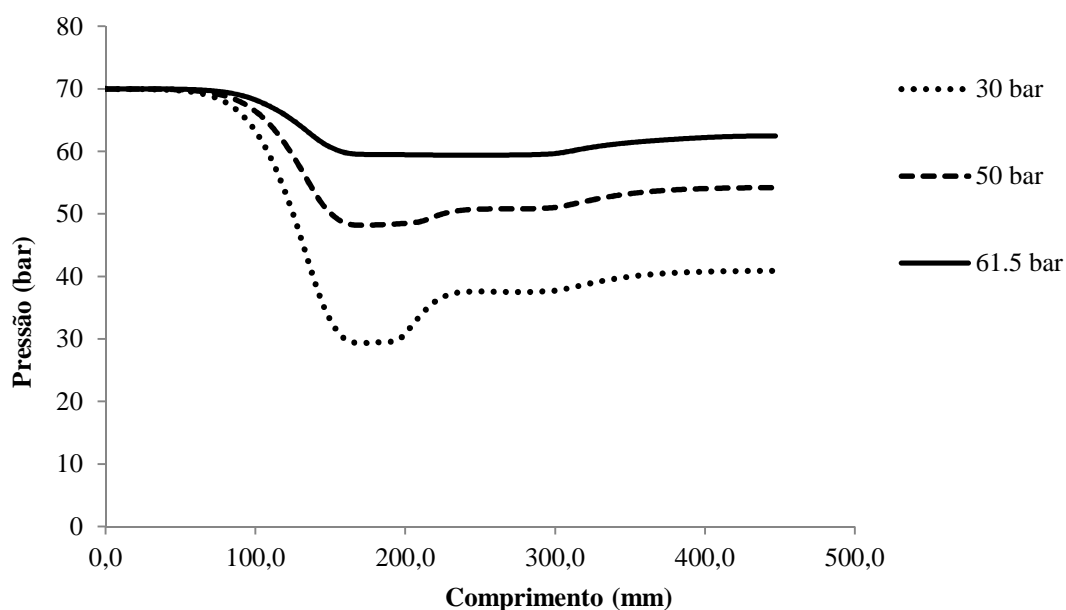


Figura 5-18 – Pressão ao longo da linha central da garganta G02 para fluido Água10cp.

A Figura 5-18 mostra os perfis de pressão ao longo da linha central do da garganta do ejetor G02 para o fluido Água10cp. Observa-se o mesmo comportamento que para o fluido Água, uma diminuição de pressão ao longo do comprimento do bocal convergente, seguido de um aumento de pressão na garganta e uma recuperação de pressão no difusor. Observa-se que na condição operacional P1, o fluido movido é pressurizado de 30 até 41 bar ao longo do ejetor. Na condição operacional P2, ponto de maior eficiência do

ejetor, o fluido movido é pressurizado de 48 até 54 bar na descarga. Na condição operacional P3, o fluido movido é pressurizado de 59 até 63 bar.

Comparando as linhas de pressão para o fluido Água, 1 cp, e Água10cp constata-se que a recuperação de pressão do ejetor é levemente reduzida.

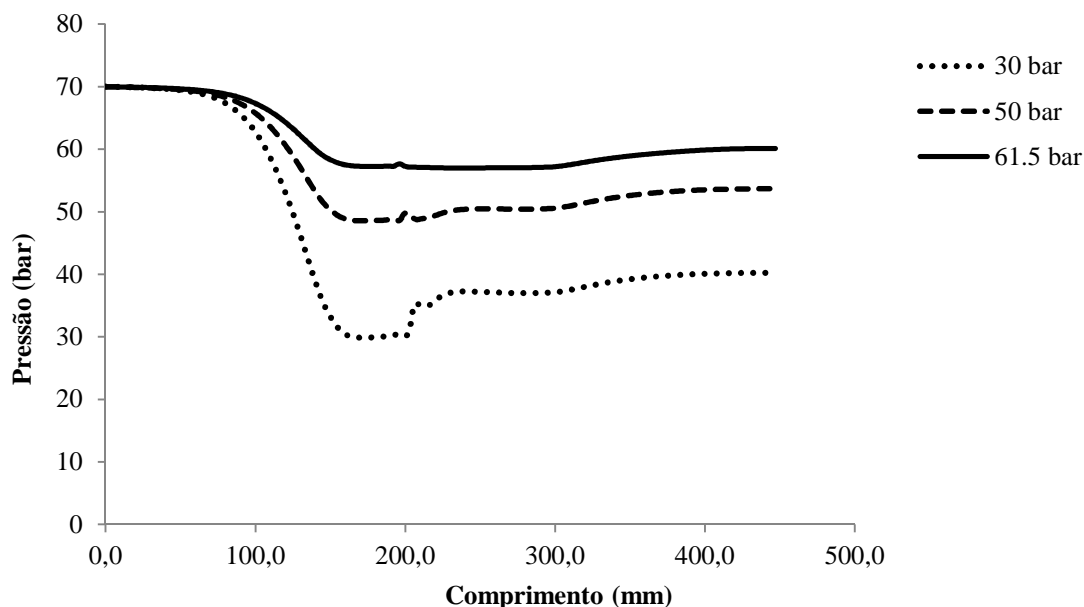


Figura 5-19 – Pressão ao longo da linha central da garganta G02 para fluido Água100cp.

A Figura 5-19 mostra os perfis de pressão ao longo da linha central do da garganta do ejetor G02 para o fluido Água100cp. Observa-se uma diminuição de pressão ao longo do comprimento do bocal convergente e, seguido de um aumento de pressão na garganta e uma recuperação de pressão no difusor que é inferior a recuperação de pressão dos fluidos menos viscosos. Observa-se que na condição operacional P1, o fluido movido é pressurizado de 30 até 40 bar ao longo do ejetor. Na condição operacional P2, ponto de maior eficiência do ejetor, o fluido movido é pressurizado de 49 até 53 bar na descarga. Na condição operacional P3, o fluido movido é pressurizado de 56 até 60 bar.

A Figura 5-20 – apresenta os perfis de velocidade adimensional na entrada da garganta, para os três fluidos de estudo na condição de máxima eficiência geometria G02. Para a condição operacional de menor viscosidade Água, a diferença entre as velocidades do fluido motriz e movido são maiores do que aquelas para os demais pontos operacionais. Na condição operacional

para o fluido Água10cp a diferença é ainda grande, enquanto diminui para a condição operacional de maior viscosidade Água100cp.

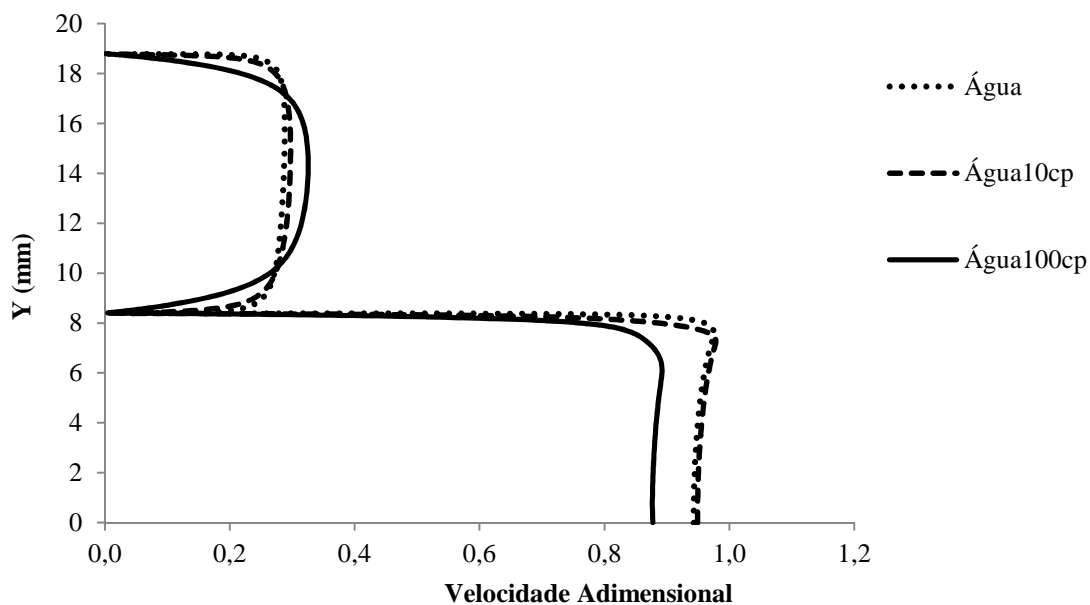


Figura 5-20 – Perfil de velocidade adimensional na entrada da garganta do ejetor G02.

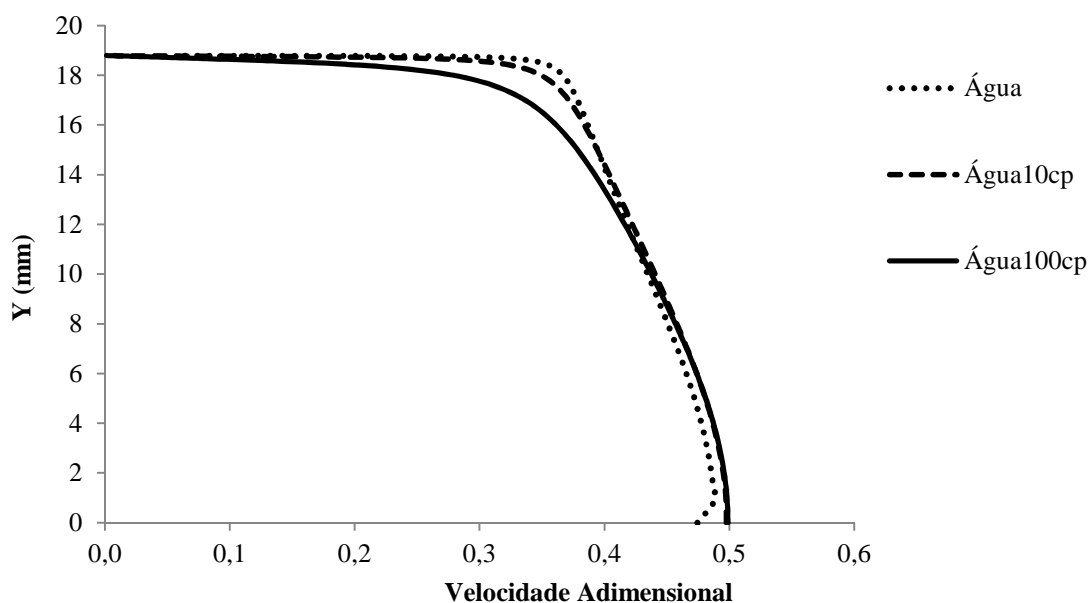


Figura 5-21 – Perfil de velocidade adimensional na saída da garganta do ejetor G02.

A Figura 5-21 apresenta os perfis de velocidades, na seção de saída da garganta, para as três condições de viscosidade operacionais em estudo do ejetor G02. É possível observar que, na condição operacional de máxima eficiência, o perfil de velocidades está levemente mais uniforme na entrada do difusor.

6 CONCLUSÕES

O presente trabalho consistiu de um estudo do escoamento em bombas ejetoras utilizando a dinâmica dos fluidos computacional. Os modelos de turbulência κ - ϵ e SST foram avaliados para a previsão do comportamento do escoamento no interior do ejetor. Na sequência, sete diferentes razões de área entre bocal e garganta foram estudados utilizando-se de três fluidos de trabalho com diferentes viscosidades.

6.1 Modelos de Turbulência

Uma comparação entre os dados experimentais de Sanger (1970) e o modelo bidimensional proposto foi realizada para a análise de ejetores do tipo líquido-líquido (LJL) utilizando os modelos de turbulência SST e κ - ϵ .

Os resultados obtidos das simulações numéricas por meio da dinâmica dos fluidos computacional apresentaram boa concordância com os resultados experimentais, principalmente para o ejetor com distância bocal-garganta (NTD) nula. Nesta configuração, no ponto de máxima eficiência, o resultado computacional apresenta um desvio de apenas 5% com relação aos resultados experimentais. Entretanto, o modelo κ - ϵ sobrestima a eficiência do ejetor para os pontos operacionais com maior razão mássica devido à anomalia do jato redondo. O modelo SST apresenta resultados mais bem ajustados aos resultados experimentais quando comparado aos resultados do modelo κ - ϵ para os pontos de maior razão mássica, provavelmente porque este modelo é capaz de melhor descrever a camada limite turbulenta do difusor.

Para a validação da malha bidimensional, o teste comparativo de malha tridimensional avaliou os resultados de uma malha tridimensional comparado à malha bidimensional, para a geometria S1 proposta por Sanger (1970). Os resultados mostram que ambas as malhas apresentam resultados coincidentes. Ou seja, o uso da malha bidimensional gera resultados equivalentes ao da malha tridimensional, porém exigindo um menor tempo computacional e uma malha de construção mais simples.

Para ejetores que trabalham em pressões altas, o suficiente para não facear o fenômeno de cavitação, o modelo SST prevê os pontos operacionais

de maiores razões mássicas com melhor qualidade e, portanto, é mais recomendado.

Para os ejetores que trabalham com fluido água-água que operam com valores de pressão na saída do bocal próximos aos valores de pressão de vapor de água, ocasião na qual o acontecimento de cavitação para as maiores razões de M é muito provável, recomenda-se a utilização do modelo de turbulência κ - ϵ . Nesses ejetores o ponto de operação encontra-se à esquerda do ponto de máxima eficiência, região da curva onde o modelo κ - ϵ apresenta bons resultados.

6.2 Dimensionamento de ejetores

O estudo de caso apresentou uma análise de sete ejetores com razões de área bocal-garganta variando entre 0,15 e 0,55. As curvas de eficiência mostraram que a razão de área determina a característica do ejetor, definindo sua capacidade de operar com alta pressão ou com alta vazão. Para uma dada vazão de fluido motriz, os ejetores com valores pequenos de b são capazes de carregar maiores volumes de fluido movido, entretanto, fornecem um pequeno ganho de pressão para o fluido movido e uma altura manométrica inferior. Por outro lado, os ejetores com maiores valores de b são capazes de conduzir menores volumes de fluido movido, entretanto, fornecem um maior ganho de pressão para o fluido movido e uma maior altura manométrica.

6.3 Viscosidade

O presente trabalho produziu experimentos computacionais com três fluidos de diferentes viscosidades para as sete geometrias dimensionadas. A eficiência, as alturas manométricas e vazões das bombas ejetoras são reduzidas quando trabalhando com líquidos de viscosidades moderadas e altas. Observa-se que as características das curvas se mantêm para todas as geometrias estudadas, ou seja, as curvas de eficiência continuam sendo de forma parabólica e assimétrica em relação ao ponto de maior eficiência, e também as curvas de altura manométrica se mantêm retílineas independentemente da viscosidade do fluido.

Para todas as configurações de ejetores estudadas, a geometria dois, com b igual a 0,2, é a geometria com o maior ponto de eficiência, sem dependência do fluido de trabalho.

Os envelopes de operação dos fluidos viscosos se tornam mais restritos em relação ao fluido água. Isso ocorre, pois as vazões e alturas manométricas são reduzidas para fluidos viscosos.

6.4 Trabalhos futuros

A partir deste estudo é possível abranger o estudo de fluidos viscosos para outras geometrias de bombas ejetoras, como por exemplo, a variação do comprimento da garganta, variações no difusor, diferentes formas de bocal e assim analisar o comportamento do escoamento do fluido viscoso.

Outro tópico a ser abordado é o estudo de ejetores com os fluidos definidos como água e óleo com a motivação de modelar a interação entre os fluidos. O desempenho do bombeamento hidráulico a jato (BHJ) pode ser avaliado para diferentes viscosidades e considerações sobre a cavitação e envelope de operação do dispositivo podem ser contempladas.

Como uma terceira fase, propõe-se o estudo de ejetores líquido-gás. A motivação principal é o desenvolvimento de um modelo para o escoamento em tais dispositivos, assim como uma metodologia de dimensionamento. Tais ejetores podem ser aplicados em processos submarinos (separadores, módulos de bombeamento) para re-injetar o gás que está em baixa pressão numa corrente de líquido que se encontra com alta pressão.

Como uma quarta fase, propõe-se o estudo de ejetores líquido, gás-líquido. Bombas hidráulicas a jato que operam com fluido movido bifásico são exemplos de aplicação, esses dispositivos também podem ser utilizados em processamento submarino e para produção de um modo geral.

De uma maneira geral, o uso crescente de ejetores na indústria de petróleo, em aplicações diversas que abrangem a área de processamento, elevação artificial e escoamento da produção sugerem a necessidade de modelos matemáticos e/ou envelopes de operação capazes de descrever o comportamento dos ejetores, assim como metodologias para seu correto dimensionamento e aplicação.

7 REFERÊNCIAS

Alhanati, F.J.S.: “**Bombeamento a Jato de Misturas Bifásicas,**” MS Thesis, Universidade Federal do Rio de Janeiro (1989).

Alves, Maria Bernardete Martins; ARRUDA, Susana Margareth. **Como Fazer Referências** (Bibliográficas, Eletrônicas e Demais Formas de Documentos). Florianópolis: UFSC, 2002. Disponível em: <http://www.bu.ufsc.br/REFBIBCAPA.html>
Acesso em: 5 dezembro de 2014.

ANSYS, Inc. **ANSYS-CFX® – SOLVER THEORY GUIDE**, 2010

Associação Brasileira de Normas Técnicas. **Informação e Documentação - Trabalhos Acadêmicos – Apresentação:** NBR 14724. Rio de Janeiro, 2002. 6 p.

Associação Brasileira de Normas Técnicas. **Numeração Progressiva das Seções de um Documento:** NBR 6024. Rio de Janeiro, 1989/2002. 2 p.

Comissão de Normalização de Trabalhos Acadêmicos da UTFPR. **Normas para a Elaboração de Trabalhos Acadêmicos.** Curitiba: Editora UTFPR, 2009. 112 p.

Cunningham, R.G., Hansen A. G., Na, T. Y.: “**Jet Pump Cavitation,**” Journal of Basic Engineering (1970): p. 483-492.

Cunningham, R.G.: “**Liquid Jet Pumps for Two-Phase Flows,**”. Journal of Fluids Engineering (1995): p. 309-316.

Cunningham, R.G.: “**Jet Pump Theory,**” In Pump Handbook, fourth edition, ed. I. J. Karassik, J. P. Messina, P.Cooper, et al, Chap. 7, McGraw-Hill (2008).

Drew, D.; Lahey, R. T., “**Mathematical modeling of two-phase flows,**”: Annual Review of Fluid Mechanics, Vol 15, pp. 261-291 (1983).

Eidt, H.K.: “**Análise da influência do Bocal no Desempenho da Câmara de Expansão do Separador Bifásico Líquido-Gás tipo VASPS,**” Trabalho de Conclusão de Curso, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Brasil (2014).

Erdal, F., Mantilla, I., Shirazi, S. and Shoham, O.: "**Simulation of Free Interface Shape and Complex Two-Phase Flow Behavior in a Gas-Liquid Cylindrical Cyclone Separator**," ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Washington, U.S.A. (1998).

Fretwell, J.: "**Hydraulic Pumping in Oil Wells**," In Petroleum Engineering Handbook, vol IV, first edition, ed. J. D.Clegg, et al. Chap. 14, SPE. (2006).

Ishii, M. and Hibiki, T.: "**Thermo-Fluid Dynamics of Two Phase Flow**," France (2005).

Jiao, B.: "**Behavior of Hydraulic Jet Pumps**," PhD Dissertation. Tulsa University, Tulsa, Oklahoma (1985).

Jiao, B.: "**Performance Model for Hydraulic Jet Pumping**," paper, Tulsa University (1988).

Lima Neto, I. E.: "**Maximum suction lift of water jet pumps**," Journal of Mechanical Science and Technology: 391-394 (2011).

Noronha, F. A.F., França, F.A., Alhanati, F. J. S.: "**Improved Two-Phased Model for Hydraulic Jet Pumps**," Spe Journal: 227-231 (1998).

Noronha, F. A.F.: "**Bombeamento Hidráulico a Jato com Sucção Bifásica**," Universidade Estadual de Campinas (1995).

Ofuchi, E.: "**Análise do Escoamento de Óleo e Gás na Câmara de Expansão do Separador Ciclônico VASPS**," Trabalho de Conclusão de Curso, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Brasil (2012).

Pedroso, M.C., Bannwart, A.C., Morales, R.E.M., Caetano, E.F.: "**Computational Fluid Dynamics Applied to Jet Pumps**," SPE Annual Technical Conference (2015).

Petrie, H.L. et al.: "**Jet Pumping Oil Wells**," World Oil (1984a 1984b).

Sanger, L.W.: "**Na Experimental Investigation of Several Low-Area-Ratio Water Jet Pumps**," paper apresentado em Applied Mechanics and Fluids Engineering Conference, Evanston, IL, Lewis Research Center (1970).

Sant'anna, F.: **“Simulação Numérica do Escoamento na Câmara de Expansão do Separador Líquido-Gás VASPS,”** Trabalho de Conclusão de Curso, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Brasil (2010).

Tosta da Silva, L. C. T. ; Medronho, R. A. S.: **“Simulação numérica de um módulo de bombeamento em um poço alojador,”** Boletim Técnico da Petrobras, Rio de Janeiro, v. 54, n. 1/2, p. 55-68, abr./ago. 2011.

Yapici, R., Aldas, K.: **“Optimization of water jet pumps using numerical simulation,”** Journal of Power and Energy: 1-12 (2013).