

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

VICTOR DE SOUZA LEÃO BARROS

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO DE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA
COM PARTÍCULAS PARA O PREENCHIMENTO DE FRATURAS**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO
(TCC2)

CURITIBA
2019

VICTOR DE SOUZA LEÃO BARROS

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO DE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA
COM PARTÍCULAS PARA O PREENCHIMENTO DE FRATURAS**

Monografia do Projeto de Pesquisa apresentada à disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso – Tcc2 do curso de Engenharia Mecânica de Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para a aprovação na disciplina.

Orientador: Prof. Dr. Silvio L. M. Junqueira
Coorientador: M. Sc. Vinícius G. Poletto
Coorientador: M. Sc. Fernando C. De Lai

CURITIBA

2019

TERMO DE APROVAÇÃO

Por meio deste termo, aprovamos a monografia do Projeto de Pesquisa “SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO DE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA COM PARTÍCULAS PARA O PREENCHIMENTO DE FRATURAS”, realizado pelo aluno Victor de Souza Leão Barros, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso - Tcc2, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. Dr. Silvio Luiz de Mello Junqueira. – UTFPR

Orientador

Prof. Dr. Admilson Teixeira Franco. – UTFPR

Avaliador

Dr. Diogo Elias da Vinha Andrade. – UTFPR

Avaliador

Curitiba, 06 de Dezembro de 2019

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer meus pais, por sempre me apoiarem, e pelo amor, carinho e suporte.

À minha irmã, pelo carinho, amizade e afeto.

Aos meus amigos e colegas, por sempre estarem comigo quando eu mais preciso, e por propiciarem tantos bons momentos durante a jornada da graduação.

Ao professor Silvio Junqueira por acreditar em mim neste trabalho e pela orientação e conselhos oferecidos.

Aos demais membros da banca pelas sugestões, correções e pelas contribuições a este trabalho.

Ao Eng. Me. Fernando De Lai pela ajuda e suporte durante o desenvolvimento deste trabalho.

Ao Eng. Me. Vinicius Poletto pelo suporte, treinamento e por dividir sua vasta experiência e conhecimento comigo. Sem o seu apoio esse trabalho não seria possível.

Ao Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos – CERNN, por oferecer estrutura, equipamentos e suporte para transformar este projeto em realidade.

À Petrobras, pelo incentivo e pelo apoio financeiro de minha pesquisa.

RESUMO

Barros, V. S. L. Simulação numérica do escoamento de fluido de lei de potência com partículas para o preenchimento de fraturas. 133 f. Trabalho de conclusão de curso – Tcc2, Bacharelado em Engenharia Mecânica, Departamento Acadêmico de Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2019.

O fenômeno de invasão de fluido de perfuração da região anular para a formação rochosa durante o processo de perfuração poços de petróleo é denominado perda de circulação. Além dos elevados custos relacionados com a necessidade constante de reposição do fluido perdido, existe a possibilidade de danos à formação nas adjacências do poço. Uma potencial solução é a adição ao fluido de perfuração de sólidos denominados Materiais de Combate à Perda de Circulação (LCM), os quais têm a finalidade de vedar formações de alta permeabilidade ou fraturadas. Geralmente, o fluido de perfuração possui características não newtonianas, sendo assim, um fluido de lei de potência é utilizado. Neste trabalho, é estudado numericamente o uso de fluidos não newtonianos com partículas sólidas para o preenchimento de fraturas. A região anular do poço em contato com uma fratura discreta e transversal é idealizada como um canal vertical de seção transversal retangular em contato com um canal horizontal. O escoamento bifásico líquido-sólido composto por fluido de lei de potência e partículas esféricas é equacionado através da abordagem Euler-Lagrange. A simulação numérica é realizada através do acoplamento dos métodos numéricos DDPM, o qual soluciona as equações de balanço de massa e quantidade de movimento do fluido e as interações do fluido com as partículas, e o DEM, o qual soluciona as equações de contato mecânico entre partículas e entre partícula e parede. A caracterização do processo de preenchimento de fratura é realizada através da variação dos parâmetros: número de Reynolds no canal vertical $Re_{CH,F}=(50; 125; 250; 500; 1250)$, vazão de fuga percentual inicial na fratura $q_f=(5; 10; 20\%)$, características reológicas do fluido, sendo considerado fluido de lei de potência com viscosidade aparente $\mu_\beta=(0,00855; 0,0163; 0,0377 \text{ Pa}\cdot\text{s})$ a 1000 s^{-1} e massa específica das partículas sólidas $\rho_p=(1600, 2500 \text{ kg/m}^3)$. Os resultados são avaliados em função de variáveis resposta como a vazão de fuga percentual na fratura (q_f), a vazão volumétrica perdida na fratura ($Q_{\beta,FR,0}$), a pressão na entrada do canal vertical ($P_{FR,i}$) e a pressão adimensional na entrada do canal vertical, além de propriedades dimensionais do leito de partículas formado (e.g. altura, comprimento). O incremento do número de Reynolds no canal intensifica o fenômeno de invasão, haja vista que $Q_{\beta,FR,0}$ aumenta. A utilização de fluido não newtoniano é capaz de reduzir o efeito da perda de circulação, sendo que o aumento da viscosidade aparente μ_β reduz a vazão volumétrica de fuga. O uso das partículas sólidas combate a perda de circulação devido a formação de leito particulado na fratura e a massa específica da partícula apresenta grande influência no leito gerado.

Palavras-chaves: Perda de circulação, DDPM-DEM, Escoamento Particulado, Canal Fraturado, Fluido de lei de potência

ABSTRACT

Barros, V. S. L. Numerical simulation of power law fluid flow with particles for fracture filling. 132 p. Undergraduate Thesis, Mechanical Engineering, Academic Department of Mechanical, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2019.

The invasion of drilling fluid from the annular region into the formation during the drilling an oil well is known as lost circulation. Besides the cost related to fluid replacement, there is a possibility of damaging the formation. A potential solution to the lost circulation is adding solid particles to the drilling fluid. The solids, known as Lost Circulation Materials (LCM), seals fractures and highly permeable formations. Usually, drilling fluid has non Newtonian characteristics, so a power law fluid is used. In this work, the use of non-Newtonian fluids with solid particles to obturate fractured formations is numerically studied. The annular region of the well with a discrete and transverse fracture is idealized as a vertical channel of rectangular cross section in contact with a horizontal channel, which represent the fracture. The numerical simulation is performed via the DDPM, which solves the fluid flow equations and the particle-fluid interactions, coupled to the DEM, which solves the contacts among particles and between particles and walls. The characterization of the fracture filling process is obtained by varying the parameters: Reynolds number in the vertical channel $Re_{CH,i}=(50; 125; 250; 500; 1250)$, fluid loss ratio in the fracture $q_f=(5; 10; 20\%)$, particle specific mass $\rho_p=(1600, 2500 \text{ Kg/m}^3)$, and the rheological characteristics of the fluid, considering power law fluid with apparent viscosity $\mu_\beta=(0,00855; 0,0163; 0,0377 \text{ Pa.s})$ at 1000s^{-1} . The results are evaluated as a function of response variables such as the percentual fluid loss ratio in the fracture (q_f), the volumetric fluid loss on the fracture ($Q_{\beta,FR,O}$), the dimensionless pressure on the vertical channel entrance ($P_{CH,i}$), the dimensionless pressure on the vertical channel, and dimensional properties of the particle bed formed on the fracture (e.g. height, length). The increase of Reynolds number in the channel intensifies the invasion phenomenon, since $Q_{\beta,FR,O}$ increases. The use of non Newtonian fluid is capable to reduce the effect of the loss circulation, as the increase in apparent viscosity μ_β reduces the leakage volumetric flow. The use of solid particles combat the loss circulation due to the formation of a particle bed in the fracture and the particle specific mass presents a great influence in the particle bed.

Key words: Lost circulation, DDPM-DEM, Particulate flow, fractured channel, Power Law Fluid.

LISTA DE FIGURA

Figura 1.1: Janela operacional de pressão para a perfuração de poço de petróleo	18
Figura 1.2: Representação esquemática de cenários de perda de circulação.....	19
Figura 1.3: Processo de preenchimento de fratura: (a) injeção de partículas no canal; (b) deposição de partículas na fratura; (c) obstrução da fratura pelo leito de partículas.	21
Figura 2.1: Curva de escoamento para fluidos não newtoniano generalizado de lei de potência.....	30
Figura 2.2: Representação das formas de interação entre as partículas e o fluido.....	32
Figura 2.3: Padrões de transporte para partículas em canal horizontal: (a) regime cinético; (b) regime colisional; (c) regime de atrito.	33
Figura 2.4: Escalas de análise para o escoamento líquido-sólido.	34
Figura 3.1: Simplificação do sistema poço-formação.	39
Figura 3.2: Simplificação do sistema poço-formação-fratura. (a) Representação esquemática da bancada de testes de Schneider (2019). (b) Domínio computacional correspondendo a um canal vertical com uma fratura horizontal discreta.	40
Figura 3.3: Determinação das regiões de interesse da geometria do problema.	41
Figura 3.4: Etapas para a caracterização de fenômeno de invasão: (a) simulação do escoamento monofásico em regime permanente em função de vazão de fuga. (b) simulação do escoamento monofásico em regime transiente fazendo de condição de contorno de pressão uniforme na saída para obtenção do perfil de velocidades; (c) injeção de partículas.....	43
Figura 3.5: Representação das forças envolvidas na colisão entre partículas i e j (a) Momento da colisão. (b) Momento após a colisão.....	50
Figura 4.1: Sobreposição normal das partículas i e j , apresentando o modelo de contato mecânico visco elástico linear (mola-amortecedor) para contato normal.....	57
Figura 4.2: Fluxograma de solução para os métodos acoplados DDPM-DEM.	62
Figura 5.1: Comparação de resultados experimentais de Mordant e Pinton (2000), denotados por MP, para a velocidade terminal de partículas esféricas de vidro ($d_p=0,5$ mm e $\rho_p=2560$ kg/m ³) e de aço($d_p=1$ mm e $\rho_p= 7850$ kg/m ³) em água ($\mu_\beta=1,003$ mPa.s e $\rho_\beta=997$ kg/m ³).....	66
Figura 5.2: Influência do tamanho da malha na velocidade terminal de $d_p=6$ mm e $\rho_p=7750$ kg/m ³	67
Figura 5.3: Reprodução de resultados experimentas Gondret et al. (2002) para uma partícula esférica ($d_p=6,0$ mm) de Teflon ($\rho_p=2150$ kg/m ³) colidindo normalmente a uma parede.	69
Figura 5.4: Representação da colisão oblíqua em superfície rugosa. ...	70
Figura 5.5: Reprodução de resultados experimentais de Di Renzo e Di Maio (2004) para a colisão oblíqua de partícula ($d_p=5$ mm e $\rho_p=4000$ kg/m ³) contra superfície rugosa: (a) ângulo de reflexão α_r em função do ângulo de	

incidência α_i ; (b) módulo da velocidade angular $ \omega_p _{AC}$ após a colisão em função do ângulo de incidência α_i	71
Figura 5.6: Canal horizontal para estudo do escoamento líquido-sólido: (a) seção de testes utilizada por Pereira (2017); (b) domínio numérico simplificado.	72
Figura 5.7: Resultados experimentais para a formação de leito particulado em função do tempo.....	73
Figura 5.8: Resultados numéricos para a u_p e u_β para o teste de malhas de escoamento particulado vertical para $Re=150$	75
Figura 5.9: Características das malhas estruturadas para simulação de escoamento monofásico de fluido de lei de potência.	77
Figura 5.10: Influência do tamanho da malha no perfil de velocidades no escoamento monofásico de fluido de lei de potência.	78
Figura 5.11: Comparação da solução analítica de Chhabra (1999) e resultados numéricos de Eesa (2009) para escoamento de fluido de lei de potência em canal cilíndrico para $\Delta P/L=9810$ Pa/m e $\rho_\beta=1000$ kg/m ³	78
Figura 5.12: Canal vertical para estudo do escoamento líquido-sólido: (a) seção de testes de Pereira (2019); (b) domínio numérico simplificado.	79
Figura 5.13: Viscosidade aparente em função da concentração de aditivo Carbopol (CBP).	80
Figura 5.14: Gradiente de pressão ao longo do tempo: influência do uso de fluido de lei de potência para $Re=200$, APU de 2% e $\eta_\beta=10$ cP.	82
Figura 5.15: Gradiente de pressão ao longo do tempo: influência da viscosidade do fluido de lei de potência para $Re=100$, APU de 2%. Adaptado de Pereira (2019).	82
Figura 5.16: Campo de velocidade do escoamento, velocidade das partículas e campo de viscosidade para $Re=100$ e APU de 2% a) $\eta_\beta=5$ cP, b) $\eta_\beta=10$ cP, c) $\eta_\beta=20$ cP.	83
Figura 5.17: Gradiente de pressão ao longo do tempo: influência do número de Reynolds do escoamento de fluido de lei de potência para $\eta_\beta=10$ cP e APU de 2%.	84
Figura 5.18: Campo de velocidade do escoamento, velocidade da partícula e campo de viscosidade para CBP10 e APU de 2% a) $Re=100$, b) $Re=150$, c) $Re=200$	85
Figura 6.1: Dimensões da geometria do problema.	88
Figura 6.2: Viscosidade aparente em função da concentração mássica de aditivo CarboxiMetilcelulose (CMC).	90
Figura 6.3: Campo de velocidade e de pressão do fluido newtoniano em relação à vazão de fuga para $Re=250$ constante.	95
Figura 6.4: Campo de velocidades e de pressão do fluido newtoniano em relação ao número de Reynolds para $P_{CH,o}=-199,803$ Pa e $P_{FR,o}=-261,297$ Pa constante.	97
Figura 6.5: Comparação de vazão de fuga percentual na fratura e de vazão volumétrica perdida na fratura para a variação de número de Reynolds para $P_{CH,o}=-199,803$ Pa e $P_{FR,o}=-261,297$ Pa constante.	98
Figura 6.6: Campo de velocidades e de pressão do fluido de lei de potência em relação ao número de Reynolds para $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $n=0,498$ e $k=0,538$ Pa.s ⁿ constantes.	100
Figura 6.7: Comparação de vazão de fuga percentual na fratura e de vazão volumétrica perdida na fratura para a variação de número de Reynolds	

para $P_{\beta,CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{\beta,FR,o}=-261,297$ Pa, $n=0,498$ e $k=0,538$ Pa.s ⁿ constantes.....	102
Figura 6.8: Campo de velocidades e de pressão do fluido de lei de potência em relação a viscosidade aparente na taxa de deformação 1000 s ⁻¹ para $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa e $Re=250$ constantes.....	103
Figura 6.9: Comparação de vazão de fuga percentual na fratura e de vazão volumétrica perdida na fratura para a variação de viscosidade aparente para $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa e $Re=250$ constantes.....	104
Figura 6.10: Injeção de partículas para os instantes de tempo iniciais para $Re = 250$; $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $\rho_p= 2,50$ kg/m ³ , $d_p=1$ mm.	106
Figura 6.11: Processo de formação e leito na fratura ao longo do tempo para $Re = 250$; $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $\rho_p= 2,50$ kg/m ³ , $d_p=1$ mm.	107
Figura 6.12: Preenchimento da fratura ao longo do tempo para $Re = 250$; $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $\rho_p= 2,50$ kg/m ³ , $d_p=1$ mm.	109
Figura 6.13: Monitoramento de (a) $Q_{\beta,FR,O}$, (b) q_f , (c) $P_{CH,I}$ e (d) P_{adi} ao longo do tempo para o processo de preenchimento de fratura.	109
Figura 6.14: Efeito da massa específica na velocidade da partícula e no campo de velocidade do fluido newtoniano para $Re=250$, $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa ($q_{f, inicial}=10\%$) e $d_p=1,00$ mm e $t_{IP}=15$ s.....	111
Figura 6.15: Efeito da massa específica de partícula no leito de partículas e no campo de velocidade para $Re=250$, $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa ($q_{f, inicial}=10\%$), $d_p=1,00$ mm e $t_{IP}=15$ s.....	112
Figura 6.16: Efeito da massa específica na velocidade da partícula e nos campos de velocidade e de viscosidade do fluido para $Re=250$, $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $n=0,98$, $k=0,538$ Pa.s ⁿ , $d_p=1,00$ mm e $t_{IP}=5$ s.....	113
Figura 6.17: Efeito da massa específica de partícula no leito de partículas e no campo de velocidade para $Re=250$, $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $n=0,98$, $k=0,538$ Pa.s ⁿ , $d_p=1,00$ mm e $t_{IP}=15$ s.....	114
Figura 6.18: Monitoramento de (a) $P_{CH,I}$ (b) P_{adi} , (c) $Q_{\beta,FR,O}$ e (d) q_f ao longo do tempo em função da massa específica da partícula.	115
Figura A.0.1: Teste de malhas.....	131

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1: Classificação do fenômeno de perda de circulação em função da vazão perdida para fluidos de perfuração a base de água (WBM) e óleo (OBM). Adaptado de Nelson (2006) e Lavrov (2016).	20
Tabela 1.2: Métodos de prevenção e de combate à perda de circulação em função da severidade. Adaptado de Ghalambor et al. (2014).	20
Tabela 1.3: Síntese de estudos de métodos de combate à perda de circulação.	25
Tabela 3.1: Forças que atuam sobre a partícula j	49
Tabela 4.1: Resumo da expressão das forças que atuam sobre a partícula j em decorrência da interação com o escoamento do fluido.	55
Tabela 4.2: Propriedades e parâmetros para o processo de injeção de partículas.	63
Tabela 5.1: Problemas de verificação.	65
Tabela 5.2: Comparação de resultados para a velocidade terminal de partículas esférica imersa em água.	66
Tabela 5.3: Parâmetros para colisão normal em parede.	68
Tabela 5.4: Parâmetros experimentais e numéricos para o escoamento líquido-sólido em canal horizontal. Adaptado de Pereira et. al. (2017).	71
Tabela 5.5: Testes de malha para escoamento bifásico líquido-sólido para canal quadrado horizontal.	73
Tabela 5.6: Parâmetros numéricos para o escoamento monofásico de fluido não newtoniano de lei de potência em canal horizontal.	76
Tabela 5.7: Configuração de malhas utilizadas para simulação do escoamento monofásico de fluido não newtoniano de lei de potência.	77
Tabela 5.8: parâmetros de variação para escoamento bifásico líquido-sólido em tubo vertical. Adaptado de Pereira (2019).	81
Tabela 6.1: Parâmetros da geometria do problema.	87
Tabela 6.2. Propriedades da fase de fluido.	90
Tabela 6.3: Propriedades de partículas sólida utilizadas em ensaios experimentais. Adaptado de Obrzut (2016).	91
Tabela 6.4: Parâmetros numéricos de simulação.	92
Tabela 6.5: Parâmetros do problema.	93
Tabela 6.6: Parâmetros de simulação para o preenchimento da fratura.	105
Tabela A-0.1: Parâmetros da malha para o teste de malha.	129
Tabela B-0.1: Parâmetros da solução numérica do modelo DDPM.	132
Tabela B-0.2: Parâmetros do modelo físico e numérico.	132
Tabela B-0.3: Parâmetros de solução do processo iterativo do algoritmo do programa.	133

LISTAS DE SIMBOLOS

A	Área da seção Transversal	m^2
a	Aceleração	m^2/s
C_D	Coeficiente de arrasto	-
C_{vm}	Constante de Massa Virtual	-
C_{ls}	Coeficiente de Sustentação de Saffman	-
C_{lm}	Coeficiente de Sustentação de Magnus	-
d_p	Diâmetro da partícula	m
DW	Canal de saída	-
e_{IP}	Espaçamento dos pontos de injeção	m
e_{FR}	Espessura do canal	m
e_{p-p}, e_{p-w}	Coeficiente de restituição	-
f_{DPM}	Termo fonte para acoplamento de fases	N/m^3
F_p	Força resultando que atua sobre a partícula	N
$F_{d,s}$	Força de arrasto	N
$F_{pg,s}$	Força do gradiente de pressão	N
$F_{vm,s}$	Força de massa virtual	N
$F_{lf,s}$	Força de sustentação de Saffman	N
$F_{g,b}$	Força peso	N
$F_{b,b}$	Empuxo	N
$F_{p,c}$	Força de contato	N
F_n	Força de contato normal	N
F_t	Força de contato tangencial	N
FR	Canal de fuga de fluido (fratura)	-
g	Vetor aceleração da gravidade	m/s^2
h_{CH}	Largura do canal	m
h_{IP}	Largura da superfície de injeção	m
l_{IP}	Posição da superfície de injeção	m
I_p	Momento de inércia da partícula	m^4
j	Índice que denota a partícula	-
k_n	Constante de rigidez	N/m
k	Índice de consistência	$Pa.s^n$
L	Comprimento	m
m	Massa	kg
\dot{m}	Vazão mássica	kg/s
N	Número de partículas que adentra a fratura ($N_{p,FR,i}$)	-
n	Índice de potência	-
n_{IP}	Número de pontos de injeção	-
Q	Vazão volumétrica perdida na fratura	-
$Q_{\beta,CH,i}$	Vazão volumétrica de entrada no domínio geométrico	m^3/s
$Q_{\beta,CH,o}$	Vazão volumétrica de saída no domínio geométrico	m^3/s
$Q_{\beta,FR,o}$	Vazão volumétrica de fuga no domínio geométrico	m^3/s
q_f	Vazão de fuga percentual na fratura	m^3/s
p	Pressão	Pa
$P_{m,CH,i}$	Pressão adimensional no canal vertical	Pa
$P_{m,FR,i}$	Pressão adimensional na entrada da fratura	Pa
r	Raio	M

Re	Número de Reynolds	-
Re_w	Número de Reynolds rotacional da partícula	-
S_{DPM}	Termo fonte para acoplamento de fases	N/m ³
TR	Região de Transição	-
$T_{d,s}$	Torque devido ao arrasto viscoso	N.m
$T_{c,s}$	Torque devido ao contato	N.m
$T_{n,c}$	Torque na direção normal do contato	N.m
$T_{t,c}$	Torque na direção tangencial do contato	N.m
t	Variável tempo	s
\mathbf{u}	Vetor velocidade	m/s
u_x, u_y, u_z	Componentes da velocidade da partícula	m/s
$\mathbf{u}_{\beta p}$	Velocidade relativa fluido-partícula	m/s
$\mathbf{u}_{[12]}$	Velocidade relativa entre duas partículas	m/s
UP	Canal de entrada	-
V	Volume	m ³
X	Função Moderadora	-
\mathbf{x}_p	Vetor posição da partícula	m
x_x, x_y, x_z	Componentes do vetor posição	m
ZFR	Altura do canal	m

LETRAS GREGAS

α_i	Ângulo de incidência	o
α_r	Ângulo de reflexão	o
Δt	Passo de tempo	s
ε_β	Fração volumétrica da fase contínua (fluido)	-
λ	Concentração de sólidos	m ³ /m ² .s
ε_p	Fração volumétrica da fase discreta (partículas)	-
η_n	Constante de amortecimento	N.s/m
μ_a	Coefficiente de atrito	-
μ_β	Viscosidade dinâmica do fluido	Pa.s
$\dot{\varepsilon}_{xy}$	Taxa de deformação	1/s
ρ_β	Massa específica da fase contínua (fluido)	kg/m ³
ρ_p	Massa específica da fase dispersa (partícula)	kg/m ³
$\rho_{p/\beta}$	Razão de massa específica partícula-fluido	-
τ_{xy}	Tensão de cisalhamento	Pa
τ_0	Tensão limite de escoamento	Pa
ω_β	Rotacional do fluido	1/s
ω_p	Velocidade angular da partícula	1/s

SUBESCRITOS

adi	aditivo
β	Fase fluido
δ	Sobreposição
1	Referente à partícula um
AC	After Collision – Depois da Colisão

<i>b</i>	<i>Body</i> - Corpo
<i>CH</i>	<i>Channel</i> - Canal
<i>BC</i>	<i>Before Collision</i> – Antes da Colisão
<i>Col</i>	Colisão
<i>FR</i>	Região da fratura
<i>g</i>	Deslizamento
<i>i</i>	Inferior
<i>i</i>	<i>Inlet</i> - Entrada
<i>IP</i>	Injeção de Partículas
<i>j</i>	Índice que identifica cada partícula no domínio
<i>l</i>	<i>Limit</i> - Limite
<i>MP</i>	Mordant e Pinton
<i>o</i>	<i>Outlet</i> - Saída
<i>p</i>	Fase sólida (partícula)
partículas	Referente a todas as partículas
<i>p-p</i>	<i>Particle-particle</i> - Partícula-partícula
<i>p-w</i>	<i>Particle-wall</i> - Partícula-parede
<i>ref</i>	Referência
<i>s</i>	<i>Static</i> - Estático
<i>s</i>	Superior
<i>s</i>	<i>Superficial</i> - Superficial
<i>x</i>	Direção cartesiana x
<i>y</i>	Direção cartesiana y
<i>z</i>	Direção cartesiana z
<i>CS</i>	Collins-Schowalter

SOBRESCRITOS

<i>n</i>	Passo de tempo imediatamente anterior
<i>n+1</i>	Passo de tempo presente
<i>np</i>	Propriedade dependente do comportamento das partículas
($\dot{\quad}$)	Taxa ou derivada temporal

LISTA DE ABREVIATURAS

CAD	<i>Computer Aided Design</i>
CBP	Carbopol
CERNN	Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos
CFD	<i>Computacional Fluid Dynamics</i> -Dinâmica de Fluidos – Computacional
CMC	<i>Carboxymethyl cellulose</i> – Carbometil Celulose
DEM	<i>Discrete element method</i> – Método dos elementos discretos
DPM	<i>Discrete phase method</i> – Método de fase discreta
DDPM	<i>Dense discrete phase model</i> – Método de fase discreta densa
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> – Simulação Numérica Direta
EPE	Empresa de Pesquisa Energética
FNG	Fluido Newtoniano Generalizado
FNN	Fluido Não Newtoniano
LaMP	Laboratório de Meios Porosos
LCM	<i>Lost circulation material</i> – material de perda de circulação
MP	Mordant e Pinton
OBM	<i>Oil Based Mud</i> – Fluido Baseado em Óleo
PC-SIMPLE	<i>Phase Coupled SIMPLE</i>
PIB	Produto Interno Bruto
RPM	<i>Representative Particle Model</i> – Modelo de Partículas Representativas
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure – Linked Equations</i>
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná
TNP	Tempo não produtivo
TFM	Two Fluid Model – Modelo de Dois Fluidos
WBM	<i>Water Based Mud</i> – Fluido Baseado em Água

SUMARIO

1	INTRODUÇÃO	17
1.1	CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA	20
1.2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	22
1.3	OBJETIVOS	25
1.4	JUSTIFICATIVA	26
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	29
2.1	FLUIDOS DE LEI DE POTÊNCIA	29
2.2	ESCOAMENTO PARTICULADO DE FLUIDO NEWTONIANO	31
2.3	ESCOAMENTO PARTICULADO DE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA	36
2.4	SÍNTESE DO CAPÍTULO 2	38
3	FORMULAÇÃO MATEMÁTICA	39
3.1	GEOMETRIA DO PROBLEMA	39
3.2	CONDIÇÕES DE CONTORNO E INICIAIS	42
3.3	EQUAÇÕES DE BALANÇO	44
3.3.1	Fase contínua: fluido	44
3.3.2	Fase discreta: partícula	47
3.4	SÍNTESE DO CAPÍTULO 3	51
4	FORMULAÇÃO NUMÉRICA	52
4.1	MÉTODO DE FASE DISCRETA DENSA – DDPM	52
4.2	MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS – DEM	56
4.3	FLUXOGRAMA DE SOLUÇÃO	60
4.4	INJEÇÃO DE PARTÍCULAS	62
4.5	SÍNTESE DO CAPÍTULO 4	64
5	RESULTADOS DE VERIFICAÇÃO	65
5.1	VELOCIDADE TERMINAL DE PARTÍCULA	65
5.2	COLISÃO NORMAL DE PARTÍCULA	68
5.3	COLISÃO OBLÍQUA EM PAREDE RUGOSA	69
5.4	ESCOAMENTO LÍQUIDO SÓLIDO EM CANAL HORIZONTAL	71
5.5	ESCOAMENTO MONOFÁSICO DE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA	76
5.6	ESCOAMENTO LÍQUIDOS-SÓLIDO DE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA EM CANAL VERTICAL	79
5.7	SÍNTESE DO CAPÍTULO 5	86
6	RESULTADOS	87
6.1	PARÂMETROS DO PROBLEMA	87

6.2	EFEITO DO FLUIDO NEWTONIANO	94
6.3	EFEITO DO FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA	99
6.4	PROCESSO DE PREENCHIMENTO DE FRATURA.....	104
6.5	INFLUÊNCIA DA MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA	110
6.6	SÍNTESE DO CAPÍTULO 6.....	116
7	CONCLUSÕES.....	117
7.1	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	118
	REFERÊNCIAS	120
	APÊNDICE A - TESTE DE MALHA	128
	APÊNDICE B - PARÂMETROS DA SOLUÇÃO NUMÉRICA	132

1 INTRODUÇÃO

A etapa de perfuração de poço de petróleo é realizada através da rotação e do peso aplicados a broca existente na extremidade da coluna de perfuração. Os fragmentos da rocha gerados (cascalhos) são removidos do fundo do poço através do bombeio de fluido de perfuração, o qual é injetado por bombas para o interior da coluna através da cabeça de injeção (*swivel*), e retorna à superfície através do espaço anular definido entre a parede do poço e da coluna de perfuração (Bourgoyne Jr et al., 1991; Rocha et al., 2011).

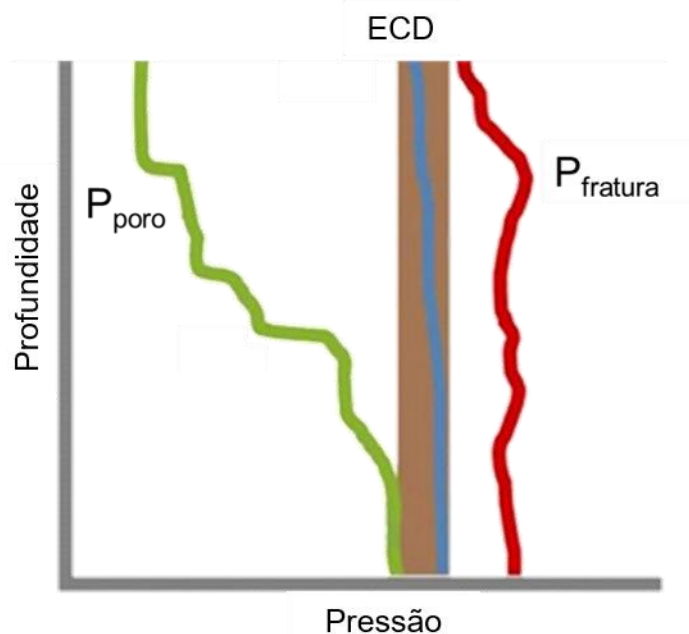
Os fluidos de perfuração geralmente são classificados de acordo com o tipo de fluido base utilizado para a preparação: ar, água e óleo. O fluido de perfuração deve desempenhar algumas funções, como as listadas por Growcock e Harvey (2005):

- Manter em suspensão os cascalhos (fragmentos de rocha),
- Transportar os cascalhos para a superfície (limpeza do poço);
- Manter o poço estável evitando a ocorrência de *kicks*;
- Selar formações permeáveis;
- Resfriar e lubrificar as ferramentas de perfuração;
- Transmitir energia hidráulica para o acionamento de ferramentas no fundo do poço;
- Minimizar o dano ao reservatório;
- Permitir avaliação das propriedades da formação;
- Evitar a corrosão de componentes metálicos;
- Inibir a formação de hidratos de gás.

Caso o fluido de perfuração não seja capaz de desempenhar as funções descritas adequadamente, desdobramentos adversos podem ocorrer incluindo obstrução do poço devido à sedimentação de cascalhos, pequena taxa de penetração, alargamento do poço, bloqueio da coluna e influxo de fluido da formação para o interior do poço (*kick*), os quais catastróficamente podem evoluir para um *blow out* (escoamento descontrolado de óleo para o interior do poço) (Gray e Darley, 1980).

Visando evitar a ocorrência de *kicks* é realizada a perfuração em condição de sobre-pressão (*overbalanced*), na qual a pressão estática do fluido de perfuração no interior da região anular do poço é superior à pressão natural dos fluidos na formação (pressão de poro) (Skalle, 2011). No entanto, a condição de sobre-pressão potencializa a possibilidade de ocorrer o influxo do fluido de perfuração para o interior da formação rochosa permeável através de poros e fissuras devido ao gradiente de pressão no anular do poço (Lavrov, 2016). Sendo assim, existe uma janela operacional para a pressão no interior do poço que necessariamente deve se situar acima da pressão natural dos fluidos na formação (pressão de poro) e abaixo da pressão de fratura da matriz sólida do substrato poroso (Skalle, 2011). O comportamento da pressão de poro com a pressão de fratura em função da profundidade do poço é ilustrado na Figura 1.1, sendo notável que a janela operacional para a pressão do fluido de perfuração, denominada Densidade de Circulação Equivalente (*Equivalent Circulation Density-ECD*), diminui à medida que o poço torna-se mais profundo.

Figura 1.1: Janela operacional de pressão para a perfuração de poço de petróleo.

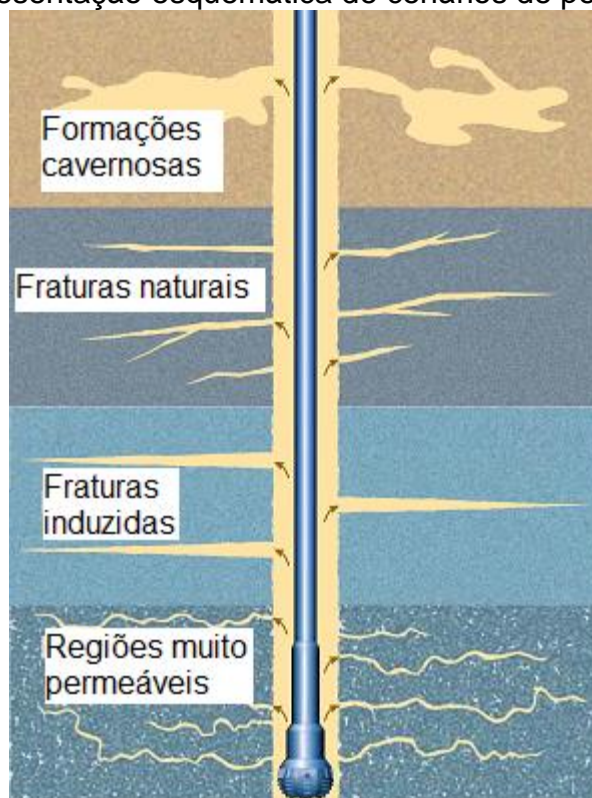


Fonte: Adaptado de Gala e Toralde (2011).

O fenômeno de invasão de fluido de perfuração para a formação rochosa, denominado como perda de circulação (Cook et al., 2012), tem a sua ocorrência

tida como normal devido à janela de pressão para a perfuração ilustrada na Figura 1.1. Contudo, a perda de fluido pode ser agravada caso a perfuração do poço ocorra em formação geológica que apresente descontinuidades, tais como fraturas naturais, fraturas induzidas pela ação da broca, regiões cavernosas ou regiões altamente permeáveis (Almagro et al. 2014).

Figura 1.2: Representação esquemática de cenários de perda de circulação.



Fonte: Adaptado de Almagro et al. (2014).

A classificação da severidade da ocorrência da perda de circulação é relacionada com o tipo de formação rochosa, como visto na Figura 1.2, (Almagro et al., 2014) e o tipo de fluido de perfuração utilizado (Nelson, 2006). Tal classificação é apresentada na Tabela 1.1, com base na vazão volumétrica do fluido perdido para a formação geológica, variando desde valores tidos como normais até a perda total de fluido do poço para a formação.

Existem vários métodos para prevenir e combater a perda de circulação, como estudado por Ghalambor et al. (2014), e listados na Tabela 1.2. Método que é bastante utilizado, tanto para a prevenção quanto para a remediação, é a adição ao fluido de perfuração de partículas sólidas com granulometria selecionada, conhecidas como Material de Combate à Perda de Circulação (*Lost*

Circulation Materials-LCM) (Whitfill e Hemphill, 2004). O LCM cria uma camada de partículas (*mud cake*), que reduz a vazão de fluido perdido.

Tabela 1.1: Classificação do fenômeno de perda de circulação em função da vazão perdida para fluidos de perfuração a base de água (WBM) e óleo (OBM).

Classificação	WBM [m³ /h]	OBM [m³ /h]	Cenário
Normal	<4	1,6	Formação permeável
Parcial	4 - 16	1,6 – 4,8	Fraturas naturais ou induzidas
Severa	>16	>4,8	Fraturas, falhas e regiões de alta permeabilidade
Total	-	-	Fraturas, falhas e regiões cavernosas

Fonte: Adaptado de Nelson (2006) e Lavrov (2016).

Além da adição de partículas, os fluidos de perfuração são projetados de forma que sob condições estáticas sejam capazes de manter em suspensão o cascalho, caracterizando comportamento não newtoniano. De acordo com Power e Zamora (2003), tradicionalmente, três modelos reológicos são aplicados na hidráulica de fluidos de perfuração: plástico de Bingham, fluidos de lei de potência e fluido de Herschel-Bulkley. Eventualmente, as características não newtonianas do fluido de perfuração podem auxiliar no combate à perda, seja aumentando a perda de carga na fratura ou intensificando a força de arrasto sobre as partículas.

Tabela 1.2: Métodos de prevenção e de combate à perda de circulação em função da severidade.

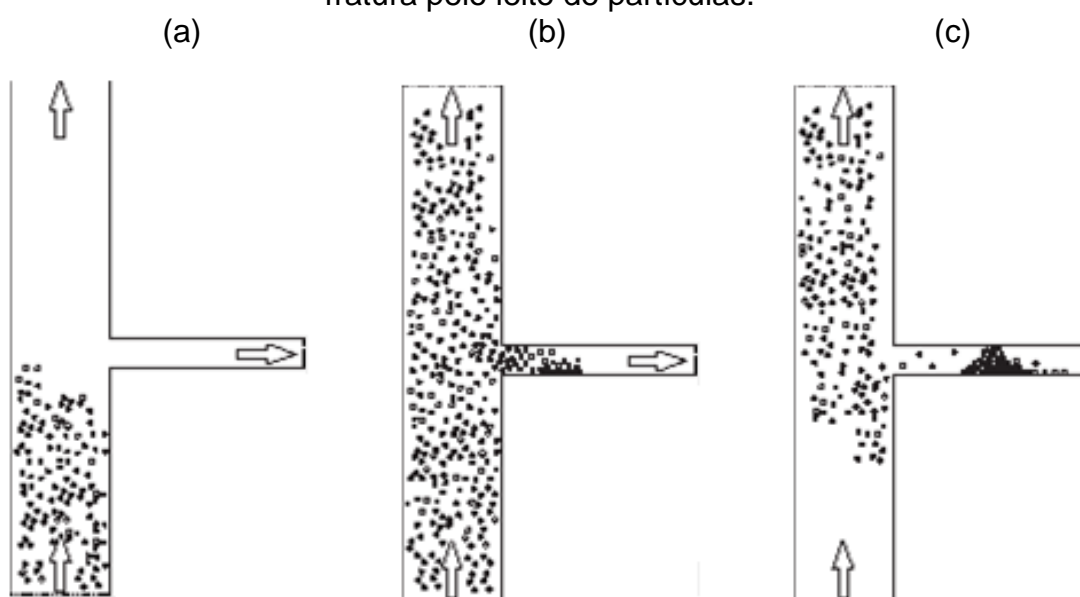
Classificação	Prevenção	Remediação
Normal	-Partículas LCM -Perfuração de pressão controladas	
Parcial	-Partículas LCM -Perfuração de pressão controlada -Perfuração com invólucro -Sistemas expansivos sólidos	-Partículas LCM -cimentação
Severa	-Perfuração de pressão controlada -Perfuração com invólucro -Sistemas expansivos sólidos	
Total	-Perfuração de pressão controlada -Sistemas expansivos sólidos	

Fonte: Adaptado de Ghalambor et al. (2014).

1.1 CARACTERIZAÇÃO DO PROBLEMA

Para exemplificar a aplicabilidade dos LCM's, na Figura 1.3 é ilustrado o processo de preenchimento da fratura com partículas sólidas em função do tempo. A Figura 1.3 (a) mostra o domínio de um canal vertical em contato com fratura transversal em coordenadas cartesianas. O fluido escoava de forma ascendente, podendo divergir sua rota pela fratura.

Figura 1.3: Processo de preenchimento de fratura: (a) injeção de partículas no canal; (b) deposição de partículas na fratura; (c) obstrução da fratura pelo leito de partículas.



Adaptado de Barbosa (2015a).

As partículas são carreadas a partir da superfície inferior do canal vertical como mostrado na Figura 1.3 (a). Devido à fuga de fluido através da fratura, observa-se na Figura 1.3 (b) a deposição das partículas na parede horizontal inferior da fratura com a formação de leito. Na Figura 1.3 (c) verifica-se o empacotamento de partículas e a obstrução completa da fratura. Portanto, o escoamento preferencial do fluido no canal vertical é reestabelecido, determinando o instante no qual a injeção de material particulado pode ser finalizada (Barbosa, 2015a).

1.2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Nesta seção são introduzidos alguns trabalhos sobre perda de circulação com viés numérico e experimental que foram realizados.

Dias (2010) apresentou um modelo geométrico que mimetiza-se a região anular em contato com fratura. O sistema poço-formação foi considerado como canal bidimensional parcialmente poroso e fraturado. O autor considerou também a condição de contorno para a saída da fratura, que possui pressão prescrita nula, fornecendo um gradiente de pressão em relação ao canal livre. Andreatta (2011), prosseguiu com o trabalho, apresentando diferentes condições de contorno para a pressão do poço e da saída da fratura, caracterizando o fenômeno de perda de circulação em múltiplas fraturas discretas na formação porosa através de parâmetros geométricos, como, por exemplo, o espaçamento e espessura das fraturas.

De Lai (2013) estudou o uso de material de perda de circulação (LCM) para a vedação de fraturas. De Lai (2013) utilizou como parâmetro inicial a vazão de fuga da fratura, apresentando uma proposta de metodologia para a determinação das condições de contorno da perda de circulação. Foi utilizado o acoplamento DDPM-DEM nas simulações para o escoamento de fluido newtoniano com partículas sólidas, sendo possível observar a vedação da fratura. Os resultados apresentados pelo autor indicam redução de 50% da vazão de fuga com utilização de material particulado.

Barbosa (2015a) analisou através de um trabalho numérico, a técnica de injeção de partículas para o preenchimento de canal fraturado e a influência das dimensões da fratura discreta, do número de Reynolds, do número de partículas injetadas por segundo, da razão da massa específica do fluido-partícula, do diâmetro da partícula e da viscosidade dinâmica. Os resultados de Barbosa (2015a) apontaram que: o número de Reynolds influencia na velocidade de preenchimento, na posição do leito de partículas e no tempo de vedação; o número de partículas injetadas simultaneamente exerce influência sobre o tempo de vedação; a razão de massa específica gera variações na posição e comprimento do leito de partículas, no tempo de preenchimento e na vazão de fuga final; o diâmetro das partículas promove alteração no formato e a posição do leito, na velocidade de preenchimento e na vazão de fuga final obtida; a

viscosidade dinâmica do fluido exerce influência no posicionamento do leito, na velocidade de preenchimento e na vazão final de fuga.

Oliveira Jr. et al. (2009) estudam a técnica de preencher o espaço anular tubo-telado/formação-produtora, com areia (*gravel packing*), através do escoamento particulado em canal de seção retangular, caracterizando o processo de injeção de sólidos para o preenchimento de canal fraturado. Resultados são apresentados para abordagem lagrangiana para o cálculo das equações de movimento da partícula e para abordagem euleriana para o cálculo do escoamento do fluido, através do modelo acoplado DDPM-DEM, utilizando os programas ANSYS FLUENT e EDEM. Outro trabalho realizado por Oliveira et. al. (2012) compara as características dos leitos de partículas simulados utilizando teoria cinética granular, teoria cinética granular e modelo friccional e Método de Elementos Discretos, todos devidamente acoplados a programas de CFD. Os autores apresentaram o método de CFD com abordagem da teoria cinética granular como o mais promissor, e o método acoplado CFD+DEM com falta de melhor implementação da interação fluido-partícula. Em ambos os casos seriam necessários dados experimentais para a realização de calibração e de validação.

Zeng et. al (2016) simularam numericamente a formação do leito criado pela injeção de LCMs de tamanhos variados e analisaram suas características através do método CFD-DEM. Utilizaram o Modelo de Partículas Representativas (RPM) para fazer uma combinação entre os modelos Multifásico-Partícula na Célula (MP-PIC) com o modelo DEM, com o intuito de diminuir o tempo de simulação. Por fim, determinaram que o método de Euler-Lagrange baseado na solução CFD-DEM é mais eficiente e prático que a utilização do método Euler-Euler, para a formação de leito com partículas de tamanhos variados.

O trabalho numérico de Wang (2014) apresenta três parâmetros dimensionais da partícula que influenciam no tamponamento de fratura: formato da partícula, distribuição do tamanho e concentração da partícula. Partículas irregulares podem acabar não conseguindo entrar em fraturas, devido a uma dimensão ser maior que a abertura. A distribuição do tamanho da partícula influencia na profundidade da obstrução e na eficiência do método de mitigação de perda de circulação. O efeito da concentração de partículas é significativo no tempo de preenchimento da fratura, mas não na extensão do leito.

Os trabalhos apresentados focam na utilização de técnicas numéricas para a solução do escoamento líquido-sólido. Contudo, também foram realizados estudos experimentais na temática de combate à perda de circulação na perfuração de poços de petróleo. Nwaoji (2012) utilizou uma combinação de nanopartículas e LCM industriais, determinando quais tipos de LCM teriam melhor afinidade com as nanopartículas testadas no sentido de reduzir a vazão de fuga.

Obrzut (2016) realizou um trabalho experimental para estudar a obstrução de fratura utilizando materiais de perda de circulação (LCM), analisando a variação de quatro parâmetros: concentração de partículas no fluido, número de Reynolds, vazão de fuga de fluido e material particulado, utilizando partículas de abrasivo plástico e de vidro. Foi demonstrado que reduzindo o número de Reynolds do escoamento vertical no canal proporcionam a entrada de número maior de partículas na fratura, resultando em leito de partículas situado mais próximo à entrada da fraturada e com maior altura. Além disso, maiores vazões de fuga também facilitam a entrada de partículas na fratura, originando leitões mais extensos. Foi observado que maiores concentrações de partículas e materiais particulados com maior massa específica resultam numa mistura mais pesada, acarretando em maiores leitões de partículas. Schneider et al. (2016), prosseguiram com o trabalho, analisando a técnica de correção para o problema da fuga de fluido em canal vertical fraturado, através do preenchimento com partículas sólidas. Foi observado que quanto maior a vazão de fuga de fluido inicial, maior é o comprimento do leito formado e o tempo necessário para o preenchimento, e que para valores menores de número de Reynolds, foi verificada maior entrada de partículas na fratura, e assim, melhor preenchimento.

Pereira (2019) realizou um trabalho experimental para estudar o escoamento líquido-sólido de fluido não newtoniano com partículas em canal vertical. Foi analisada a influência da viscosidade aparente do fluido de lei de potência, número de Reynolds do escoamento, diâmetro de partículas sólidas e concentração mássica de partículas no sistema no gradiente de pressão da sessão de testes.

Schneider (2019) investigou, de forma experimental, o escoamento de fluido não newtoniano em canal parcialmente poroso e fraturado, caracterizando o fenômeno de perda de circulação. Foram analisados os efeitos da variação de

parâmetros do escoamento (número de Reynolds no canal e vazão de fuga de fluido através da fratura), do fluido (viscosidade e tipo de fluido) e do meio poroso (espessura da garganta de poros).

A Tabela 1.3 mostra uma síntese dos trabalhos abordados nesta seção.

Tabela 1.3: Síntese de estudos de métodos de combate à perda de circulação.

Autor	Tipo	Resumo
Oliveira Jr. et al. (2009)	Numérico	Estudo do modelo acoplado DDPM-DEM para a resolução de escoamento particulado com a função de preenchimento de fraturas.
Dias (2010)	Numérico	Análise numérica e matemática do escoamento monofásico em canais parcialmente porosos e fraturados.
Andreatta (2011)	Numérico	Estudo da adição de nano partículas ao fluido de perfuração para potencializar os LCM's.
Nwaoji (2012)	Experimental	Comparação entre três modelos numéricos para a simulação de perda de fluido de perfuração em fraturas.
Oliveira et. al. (2012)	Numérico	Utilização do método de Euler-Lagrange para a resolução de escoamento particulado com finalidade de preenchimento de canais.
De Lai et al. (2013)	Numérico	Estudo da influência das propriedades das partículas no preenchimento de uma fratura utilizando método LCM.
Wang (2014)	Numérico	Determinação da influência das dimensões da fratura no processo de preenchimento de fratura com partículas sólidas.
Barbosa (2015a)	Numérico	Sugestões para diminuir o tempo de simulação ao utilizar o método CFD-DEM.
Zeng et. al (2016)	Numérico	Análise experimental do preenchimento de canal horizontal utilizando partículas sólidas.
Obrzut et al. (2016)	Experimental	Determinação da relação entre a vazão inicial de fuga do fluido e as características do leito de partículas formado.
Schneider et al. (2016)	Experimental	Análise da influência no gradiente de pressão das características do fluido, do escoamento e das partículas em escoamento vertical.
Pereira (2019)	Experimental	Caracterizar o fenômeno de perda de circulação no escoamento de fluido não newtoniano em canal parcialmente poroso e fraturado.
Schneider (2019)	Experimental	

Fonte: Elaboração própria.

1.3 OBJETIVOS

No presente trabalho tem-se como objetivo estudar a eficiência da utilização de materiais de controle da perda de circulação (LCM's) e de fluidos de lei de potência no combate ao fenômeno de perda de circulação. Portanto, propõe-se modelar numericamente o sistema poço-formação em contato com uma fratura discreta, apresentar a formulação matemática para o escoamento líquido-sólido constituído por fluido de lei de potência e partículas sólidas, além de simular o escoamento bifásico numericamente através dos métodos acoplados DDPM-DEM.

A avaliação da eficiência da utilização de partículas sólidas e de fluido de lei de potência no combate ao fenômeno de invasão é realizada tendo como foco o estudo da interação fluido-partícula, considerando a variação da vazão de fuga percentual na fratura (q_f), do número de Reynolds (Re), da massa específica das partículas sólidas e de características reológicas do fluido de lei de potência, alterando a viscosidade aparente (μ_β) e, conseqüentemente, o índice de potência (n) e o índice de consistência (k). Monitora-se os campos de velocidade, de pressão e de viscosidade do escoamento, além da vazão volumétrica perdida na fratura ($Q_{\beta,FR,o}$), vazão de fuga percentual na fratura (q_f), o aumento de pressão instaurado pela presença das partículas sólidas no canal vertical ($P_{CH,i}$) e as características dimensionais do leito de partículas (e.g. espessura, penetração na fratura, altura).

A consolidação dos resultados possibilita o entendimento melhor do processo de obturação de fraturas, favorecendo a seleção adequada de fluidos e de partículas sólidas a serem empregadas no combate da perda de circulação.

1.4 JUSTIFICATIVA

O Setor de Petróleo e Gás tem grande importância econômica, suprimindo a demanda energética global em proporções significativamente grandes quando comparadas às demais opções energéticas. De acordo com a Agência Internacional de Energia (IEA, 2013), o petróleo representa 31,5% do total da oferta de energia primária, seguido pelo carvão representando 28,8% e o gás natural com 21,3%. A participação do petróleo na oferta interna brasileira corresponde a 39,3%, enquanto a do gás natural 12,8% de acordo com a

Empresa de Pesquisa Energética (EPE, 2014). Apesar do Brasil apresentar uma composição de fontes mais limpa em sua matriz se comparada à média mundial, o petróleo ainda se coloca como principal energético no país (Bicalho e Tavares, 2014).

A participação do segmento de petróleo e gás natural no PIB (Produto Interno Bruto, que mede a soma de riquezas produzidas no país) do Brasil aumentou de 3% em 2000 para 12% em 2010 e chegou a 13% em 2014 (Petrobras, 2014). Sendo que diversos fatores contribuíram para o crescimento deste ramo, destacando-se a evolução das tecnologias de produção, a criação da lei 9.478 de 1997 (Brasil, 1997), que possibilitou a abertura de mercado de petróleo nacional, e promoveu o aumento de investimento de empresas estrangeiras, como a ExxonMobil, que investiu US\$ 5 bilhões em Pesquisa e Desenvolvimento e registrou 1.322 patentes (entre 2008 e 2012) , além da Shell, que investiu US\$ 5,85 bilhões em Pesquisa e Desenvolvimento e registrou 6.318 patentes (entre 2008 e 2012) (FGV, 2014). Mas a principal responsável por esse aumento é a Petrobras, que apresentou um plano de investimentos em curso de US\$ 220,6 bilhões para o período 2014-2018 e perspectivas de dobrar a atual produção de petróleo até 2020, quando chegará a 4,2 milhões de barris de petróleo produzidos diariamente (Petrobras, 2014). O aumento da produção ocorreu devido a estudos sobre produção de petróleo em águas profundas e, também, a descobertas de novas jazidas, destacando-se a da região de pré-sal nas bacias do sul e do sudeste do Brasil, que possui 800 quilômetros de extensão e 200 quilômetros de largura, e vai do litoral de Santa Catarina ao Espírito Santo (Canelas, 2007).

O combate à perda de circulação tem-se mostrado como um desafio para a construção de poços. Gradientes de fratura inerentemente baixos, janelas de perfuração estreitas, e efeitos nocivos das temperaturas da água fria nas propriedades reológicas contribuem para um problema que, ao longo dos anos, foi responsável por até 40% dos custos do Tempo Não Produtivo (TNP), causando um prejuízo de US\$800 milhões por ano para a indústria petrolífera (Murchison, 2006). Bernt e Reza (2011) estimam que de 10% a 20% do tempo total de construção de um poço é dedicado às medidas corretivas ou preventivas para a perda de circulação.

Além da perda de tempo, a perda de fluido para a formação rochosa também acarreta prejuízo financeiro (Wang, 2008). Segundo Lavrov (2016), de 10% a 40% dos custos do processo de perfuração estão ligados diretamente ao fluido de perfuração. Em todo o mundo, o impacto da perda de circulação na construção de poços é estimado em 2 a 4 bilhões de dólares anualmente resultante de perda de tempo produtivo, perda de fluido de perfuração e materiais usados para conter as perdas (Cook et al., 2011). A invasão de fluido inclusive pode danificar a formação geológica nas adjacências do poço, forçando sólidos e filtrados a invadirem a formação e eventualmente ocasionando a redução da permeabilidade de rochas reservatórios (Civan, 2007).

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo é apresentada a fundamentação teórica do escoamento de fluidos de lei de potência com partículas sólidas. Primeiramente, o fluido de lei de potência é introduzido, discutindo-se o modelo de ajuste para a curva de escoamento. Em seguida, conceitua-se o escoamento líquido-sólido, também denominado escoamento particulado, abordando as interações entre as fases e as escalas aplicáveis para a modelagem. Por fim, são discutidos alguns detalhes pertinentes ao escoamento de fluidos de lei de potência com partículas.

2.1 FLUIDOS DE LEI DE POTÊNCIA

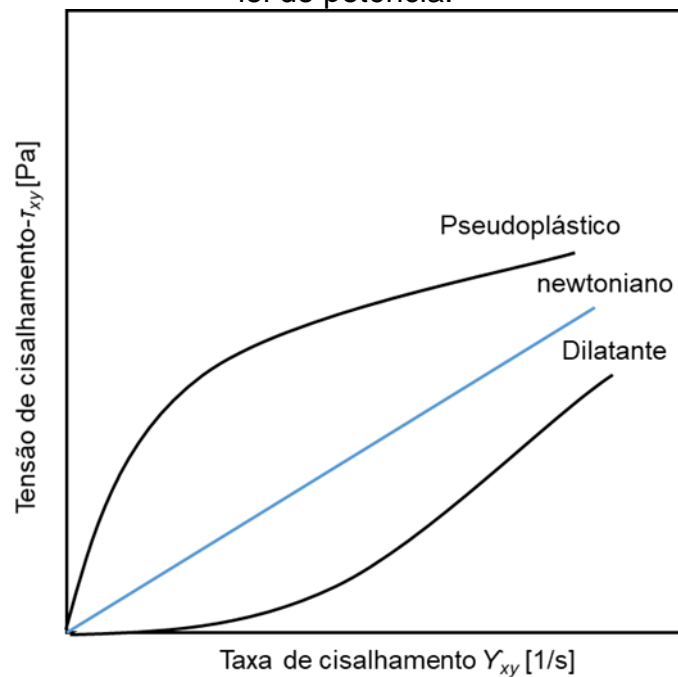
O fluido newtoniano é definido como aquele que apresenta a tensão de cisalhamento τ_{xy} [Pa] diretamente proporcional à taxa de deformação aplicada ao fluido $\dot{\gamma}_{xy}$ [1/s]. A constante de proporcionalidade de tal relação é denominada viscosidade dinâmica do fluido e definida por μ_{β} [Pa.s] e, assim, a lei de Newton da viscosidade para o escoamento unidimensional é definida pela Equação (2.1). A curva de escoamento para o fluido newtoniano é ilustrada na Figura 2.1 através de uma reta iniciada na origem.

$$\tau = \mu_{\beta} \dot{\gamma}_{xy} = \mu_{\beta} \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.1)$$

Os fluidos não newtonianos são definidos como aqueles que não obedecem à relação de Newton para a viscosidade, sendo assim, a relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação não é uma constante (Bird, 1987). Fluidos Newtonianos Generalizados (FNG), os quais a taxa de deformação é determinada apenas em função da tensão de cisalhamento, independentemente do tempo, sendo os efeitos elásticos desprezíveis.

No presente trabalho é utilizado o modelo de fluido de lei de potência. Na Figura 2.1 são apresentadas as curvas de tensão de cisalhamento pela taxa de deformação de dois tipos de fluidos de lei de potência, pseudoplásticos e dilatantes.

Figura 2.1: Curva de escoamento para fluidos não newtoniano generalizado de lei de potência.



Fonte: Adaptado de Chhabra (1999).

No fluido de lei de potência, a viscosidade varia de forma exponencial com a taxa de deformação, de acordo com a Equação (2.2), sendo n [-] o índice de potência e k [Pa.s ^{n}] o índice de consistência.

$$\mu_{\beta} = k \frac{\dot{\gamma}_{yx}^{n-1}}{\dot{\gamma}_{yx}} \quad (2.2)$$

A partir da Equação (2.2) pode-se definir alguns comportamentos para o fluido de lei de potência como:

- $n < 1$: pseudoplástico;
- $n = 1$: newtoniano;
- $n > 1$: dilatante.

Se $n < 1$, a viscosidade aparente, Equação (2.2), diminui com o aumento da taxa de deformação (efeito denominado pseudoplasticidade ou *shear-thinning*) e o fluido é denominado pseudoplástico. Quanto $n = 1$, o fluido apresenta comportamento newtoniano. Já para valores de $n > 1$, a viscosidade aparente aumenta à medida que a taxa de deformação é elevada (*shear-thickening*) e o fluido é denominado dilatante (Chhabra, 1999).

2.2 ESCOAMENTO PARTICULADO DE FLUIDO NEWTONIANO

O escoamento bifásico líquido-sólido é constituído por uma fase contínua, o fluido, na qual encontra-se imersa uma fase sólida e discreta, as partículas (Crowe et. al., 1998). O escoamento particulado, como também é denominado, pode ser classificado como disperso ou denso. Escoamentos dispersos são caracterizados pela baixa concentração de material sólido, de modo que as partículas estejam suficientemente distantes umas das outras possibilitando, assim, desprezar as interações entre as mesmas. Já no padrão denso, a concentração de partículas é alta de forma que as colisões passam a ter uma importância relevante no fenômeno (Peker e Helvacı, 2008).

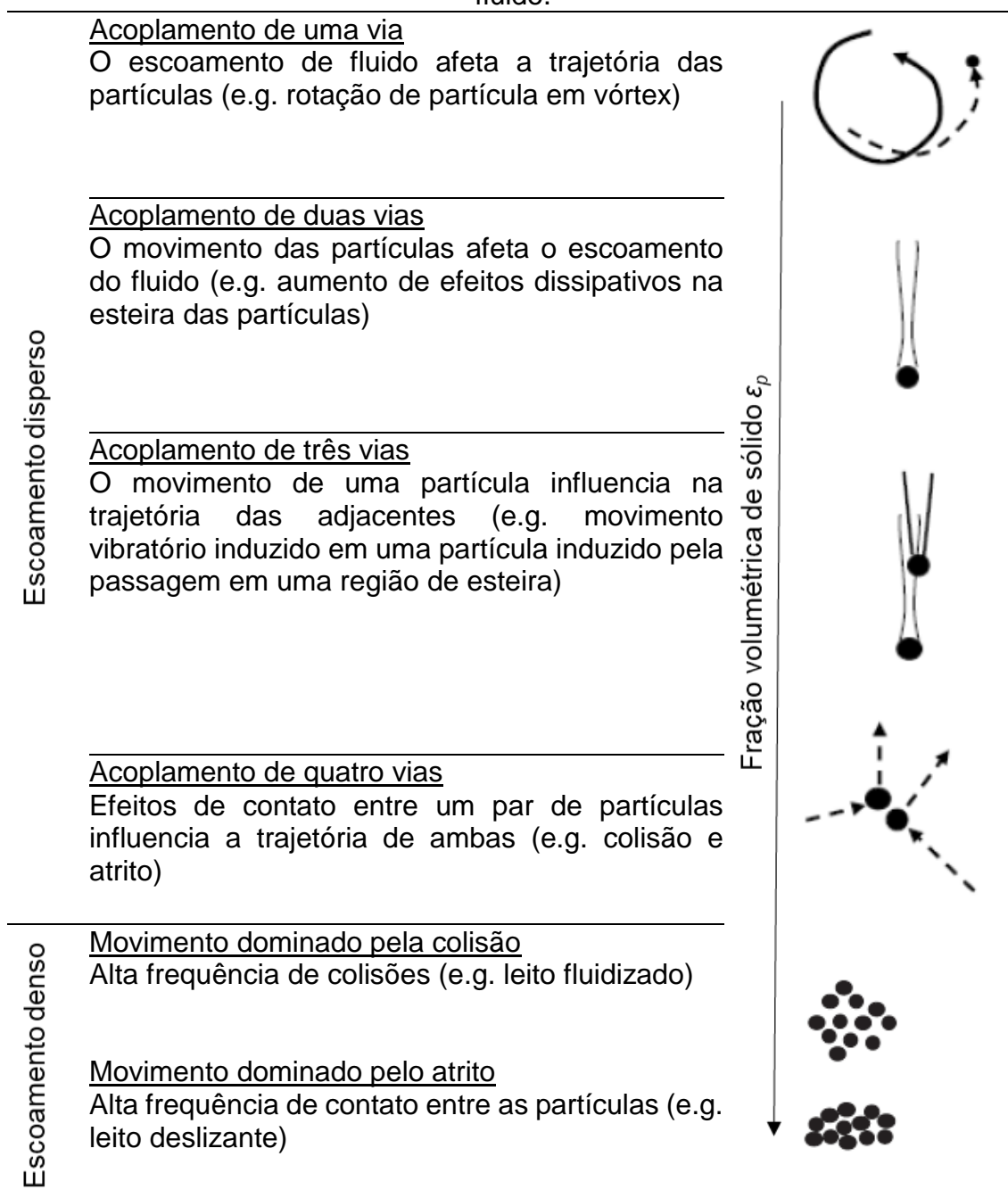
Considerando o canal vertical em contato com a fratura horizontal mostrado na Figura 1.3, o escoamento pode ser considerado como disperso no canal vertical e denso na região de fratura onde ocorre a formação do leito.

O escoamento bifásico líquido-sólido é caracterizado pela interação contínua entre as fases, a qual é esquematizada na Figura 2.2, podendo ser classificado de 4 formas distintas:

- 1 via: mediante a predominância dos efeitos de transferência da quantidade de movimento da fase contínua para a fase dispersa (e.g. o escoamento influencia a trajetória das partículas);
- 2 vias: ocorrência dos efeitos da transferência de quantidade de movimento bilateral entre as duas fases;
- 3 vias: mediante a relevância dos efeitos decorrentes da transferência de quantidade de movimento entre as partículas através da fase contínua (e.g. as partículas interagem entre si através da camada limite de velocidade);
- 4 vias: mediante a relevância dos efeitos decorrentes do contato entre partículas (e.g. colisão, atrito de deslizamento, atrito de rolamento).

Já para o escoamento denso, existem dois tipos principais de padrão de interação, o movimento dominado pela colisão (e.g. leito fluidizado) e o movimento denominado pelo atrito (e.g. leito deslizante).

Figura 2.2: Representação das formas de interação entre as partículas e o fluido.

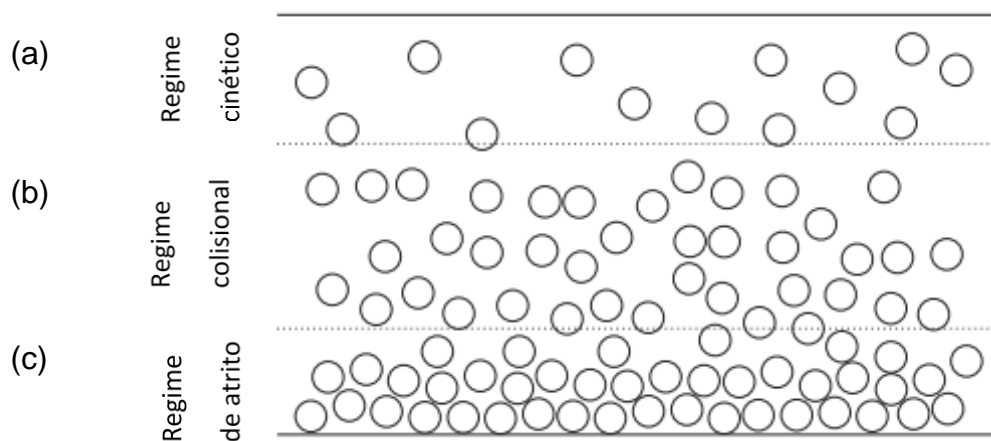


Fonte: Adaptado de Loth et al (2006), Loth (2010) e De Lai (2013).

Para o escoamento particulado através de um canal horizontal (e.g. fratura), um dos principais fenômenos encontrados na literatura é a estratificação de camadas de partículas, a qual apresenta-se em três diferentes padrões de transporte, que variam de acordo com a concentração das partículas no domínio e da velocidade relativa entre as fases fluida e sólida. Na Figura 2.3 pode ser observado os três tipos de padrões principais (Peker e Helvaci, 2008): (a)

cinético, com baixa frequência de colisão entre as partículas; (b) colisional, frequência relevante de colisão entre as partículas; (c) atrito, com contato frequente por colisão.

Figura 2.3: Padrões de transporte para partículas em canal horizontal: (a) regime cinético; (b) regime colisional; (c) regime de atrito.



Fonte: Adaptado de Darteville (2003).

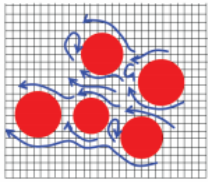
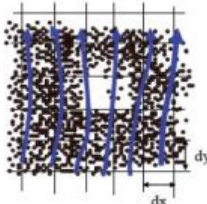
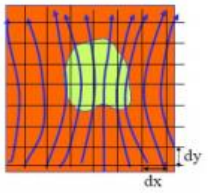
No regime cinético, mostrado na Figura 2.3 (a), as partículas sólidas se encontram totalmente dispersas no meio fluido. A Figura 2.3 (b) apresenta colisões entre partículas e o aumento da dissipação de energia, devido à maior concentração de partículas. Já a formação de leito fixo é apresentada na Figura 2.3 (c), a qual ilustra o empacotamento de partículas (e.g. ortorrômbo, cúbico, hexagonal).

Basicamente, o escoamento líquido-sólido formado por fluido e por partículas pode ser estudado em três escalas: microscópica, mesoscópica e macroscópica, esquematizadas na Figura 2.4. Na escala macroscópica, as partículas e o fluido são consideradas como uma única fase contínua, de modo que os efeitos das partículas sobre o fluido são tratados através de termos fontes nas equações de balanço, baseadas no comportamento médio do conjunto de partículas e do fluido.

Na Figura 2.4 é apresentada a escala mesoscópica, na qual os quadrados representam a malha numérica para a simulação do fluido. O efeito da dinâmica do fluido sobre as partículas é contabilizado através das propriedades médias do escoamento (Peker e Helvaci, 2008), uma vez que a dimensão das partículas é

menor do que a dos volumes de controle. Nesta escala, pode-se trabalhar com o escoamento particulado de duas maneiras, assumindo as partículas como discretas (Modelo de fase discreta) ou como uma fase contínua (Modelo de dois fluidos). No modelo de fase discreta, as partículas são inscritas dentro dos volumes de controle do fluido, sendo possível identificar cada partícula individualmente.

Figura 2.4: Escalas de análise para o escoamento líquido-sólido.

Escala	Microscópica	Mesoscópica	Macroscópica
Modelo numérico	Simulação direta (DNS)	Modelo de fase discreta (DPM-DEM, DDPM-DEM)	Modelo de dois fluidos Modelo macroscópico
Exemplo			

Fonte: Adaptado de De Lai (2013).

Na escala microscópica, ilustrada na Figura 2.4, também é possível analisar o escoamento nos arredores das partículas, observando a camada limite cinética e a formação de esteiras e vórtices, dado que na superfície da partícula é gerada a malha numérica e prescrita condições de contorno.

No presente trabalho, o escoamento bifásico líquido-sólido é representado na escala mesoscópica, com uma abordagem Euleriana aplicada para a fase contínua (fluido) e o movimento das partículas analisado a partir de um referencial Lagrangiano. Na escala mesoscópica, não é possível o cálculo da camada limite na superfície da partícula, portanto o efeito do escoamento é computado através do cálculo de forças como o arrasto, o gradiente de pressão, a massa virtual, a sustentação de Saffman e a sustentação de Magnus.

A força de arrasto $F_{d,s[j]}$ [N], agindo sobre uma partícula denotada pelo índice j , pode ser expressa de acordo com a Equação (2.3), através de uma generalização da expressão para o escoamento de Stokes e do coeficiente de arrasto C_D [-], o qual é função do número de Reynolds da partícula Re_p [-] apresentado na Equação (2.4). A massa específica do fluido é representada por

ρ_β [kg/m³], a área da seção transversal da partícula j por $A_{p[j]}$ [m²], a velocidade do fluido na linha de corrente que passa pelo centroide da partícula j por $\mathbf{u}_{\beta[j]}$ [m/s], a velocidade da partícula por $\mathbf{u}_{p[j]}$ [m/s] e o diâmetro da partícula j por $d_{p[j]}$ [m].

$$\mathbf{F}_{d,s[j]} = \frac{1}{2} C_D \rho_\beta A_{p[j]} |\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}| (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}) \quad (2.3)$$

$$Re_{p[j]} = \frac{\rho_\beta d_{p[j]} |\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}|}{\mu_\beta} \quad (2.4)$$

Para o presente trabalho é utilizada a correlação proposta por Morsi-Alexander (1982) para o coeficiente de arrasto. A escolha de tal correlação é realizada com base em testes numéricos realizados por De Lai (2013), Barbosa (2015a) e Poletto (2017), haja vista que outros modelos de coeficiente de arrasto mostram-se satisfatórios apenas para escoamento dos tipo gás-sólido.

A força do gradiente de pressão, $\mathbf{F}_{pg,s[j]}$ [N], é expressa na Equação (2.5) em função da variação advectiva de quantidade de movimento do fluido (Anderson e Jackson, 1967), sendo $V_{p[j]}$ [m³], $m_{p[j]}$ [kg] e $\rho_{p[j]}$ [kg/m³], respectivamente, o volume, a massa e a massa específica da partícula j . A pressão do fluido é denotada por p_β [Pa].

$$\mathbf{F}_{pg,s[j]} = -V_{p[j]} \nabla p_\beta = m_{p[j]} \frac{\rho_\beta}{\rho_{p[j]}} (\mathbf{u}_{\beta[j]} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta[j]}) \quad (2.5)$$

A força necessária para acelerar o fluido na vizinhança da partícula é denominada de força de massa virtual $\mathbf{F}_{vm,s[j]}$ [N] (Crowe et. al., 1998), sendo uma forma de contabilizar a resistência da fase contínua (inércia) ao movimento da dispersa. A Equação (2.6) define $\mathbf{F}_{vm,s[j]}$ em função da constante de massa virtual C_{vm} , a qual é um parâmetro experimental (Odar e Hamilton, 1964).

$$\mathbf{F}_{vm,s[j]} = C_{vm} m_{p[j]} \frac{\rho_\beta}{\rho_{p[j]}} \left(\frac{D\mathbf{u}_{\beta[j]}}{Dt} - \frac{d\mathbf{u}_{p[j]}}{dt} \right) \quad (2.6)$$

A força de sustentação de Saffman (Safman, 1965) decorre da existência de um gradiente de velocidade nas adjacências da partícula que, por sua vez, ocasiona uma força na direção normal ao movimento da partícula. A força $\mathbf{F}_{ls,s[j]}$ [N] é descrita na Equação (2.7) em função do coeficiente de sustentação de Saffman C_{ls} e da velocidade angular do fluido $\boldsymbol{\omega}_{\beta[j]}$ [rad/s], definida na Equação (2.8).

$$\mathbf{F}_{ls,s[j]} = m_{\rho[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\rho[j]}} \left(\boldsymbol{\omega}_{\beta[j]} \times (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) \right) C_{ls} \quad (2.7)$$

$$\boldsymbol{\omega}_{\beta[j]} = \nabla \times \mathbf{u}_{\beta[j]} \quad (2.8)$$

A força de sustentação de Magnus $\mathbf{F}_{lm,s[j]}$ [N], descrita na Equação (2.9), é um componente da força de sustentação estabelecida a partir da diferença de velocidades entre os lados opostos da partícula devido ao movimento de rotação (Crowe et al., 1998). A velocidade angular da partícula é denotada por $\boldsymbol{\omega}_{\rho[j]}$ [rad/s]. O coeficiente sustentação de Magnus C_{lm} , descrito na Equação (2.10), é estimado a partir de regressão de resultados experimentais ou numéricos (Oesterlé e Dinh, 1998; Rubinow e Keller, 1961; Tsuji et al. 1985). No presente trabalho, é utilizado o modelo de Oesterlé e Dinh (1998), sendo Re_{ω} o número de Reynolds rotacional da partícula definido na Equação (2.11).

$$\mathbf{F}_{lm,s[j]} = m_{\rho[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\rho[j]}} \boldsymbol{\omega}_{\rho[j]} \times (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) C_{lm[j]} \quad (2.9)$$

$$C_{lm[j]} = 0,45 + \left(\frac{Re_{\omega[j]}}{Re_{\rho[j]}} - 0,45 \right) \exp\left(-0,0568 Re_{\omega[j]}^{0,4} Re_{\rho[j]}^{0,3}\right) \quad (2.10)$$

$$Re_{\omega[j]} = \frac{\rho_{\beta} d_{\rho[j]}^2}{4\mu_{\beta}} \left| \frac{1}{2} \nabla \mathbf{u}_{\beta[j]} - \boldsymbol{\omega}_{\rho[j]} \right| \quad (2.11)$$

2.3 ESCOAMENTO PARTICULADODE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA

Para a análise das forças atuantes em uma partícula em meio a fluido de lei de potência, é necessário realizar adaptações em certos coeficientes

apresentados na Seção 2.2. Na presente seção são apresentadas as modificações para o fluido de lei de potência.

Os trabalhos realizados por Slattery (1962) e por Wasseman e Slattery (1964) definiram uma função moderadora, denotada por X , como uma série de potências, para corrigir o coeficiente de arrasto C_D . A correção é proposta na Equação (2.12), na qual o número de Reynolds generalizado para o fluido não newtoniano de lei de potência é descrito como na Equação (2.13).

$$C_d = \frac{24}{Re_{CS}} X \quad (2.12)$$

$$Re_{CS} = \frac{\rho_\beta |\bar{u}_{\beta,CH,i}|^{2-n} h_{CH}^n}{k} \quad (2.13)$$

Sendo que n representa o índice de potência, k o índice de consistência e h_{CH} a altura do canal.

A função moderadora depende do tipo de fluido e, no caso do fluido de lei de potência, depende dos parâmetros n e k (Schwalbert, 2013). Meyer (1986) apresentou os limites inferior e superior da função X nas Equações (2.14) e (2.15) respectivamente, e também apresentou empiricamente a fórmula do coeficiente de arrasto para fluidos de lei de potência para escoamentos com $Re_{CS} < 500$, apresentada na Equação (2.16).

$$X_i = 3^{n-1} \left(\frac{n+2}{3n} \right)^n \quad (2.14)$$

$$X_s = 1 + 0,8(1-n)^{0,7} \quad (2.15)$$

$$C_D = \left[\frac{24}{Re_{CS}^{1,1}} \left(\frac{24}{Re_{CS}^{0,9}} X^2 + 7,5 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

Existe pouca diferença entre o coeficiente de arrasto (C_D) para fluido de lei de potência e para o fluido newtoniano para a faixa de parâmetros que será considerada no Capítulo 5 deste trabalho.

Diferentemente da força de arrasto, existem poucas correlações para a força de sustentação, especialmente no que diz respeito a fluidos não newtonianos (Schwalbert, 2013). Por esse motivo, e por simplicidade, foram utilizadas correlações desenvolvidas para fluidos newtonianos e partículas esféricas.

2.4 SÍNTESE DO CAPÍTULO 2

Nesse capítulo foram abordados alguns fundamentos como a equação constitutiva de fluidos newtonianos generalizados. Na sequência, o escoamento líquido-sólido de fluido newtoniano foi classificado para a geometria do canal fraturado de acordo com as interações entre a fase sólida e a contínua, e também em relação a escoamento disperso e denso. São abordadas algumas escalas para a modelagem dos fenômenos de transporte de partículas sólidas, sendo o escoamento modelado através de uma abordagem híbrida de Euler-Lagrange, cuja formulação matemática é apresentada separadamente nas Seções 3.3.1 e 3.3.2, respectivamente. A simulação numérica é realizada através do Método de Fase Discreta Densa (DDPM) acoplado ao Método dos Elementos Discretos (DEM), descritos nas Seções 4.1 e 4.2 respectivamente. São apresentadas as forças calculadas para computar o efeito do escoamento nas partículas sólidas. Também são apresentadas as adaptações necessárias analisar as forças atuantes para o escoamento de fluido de lei de potência.

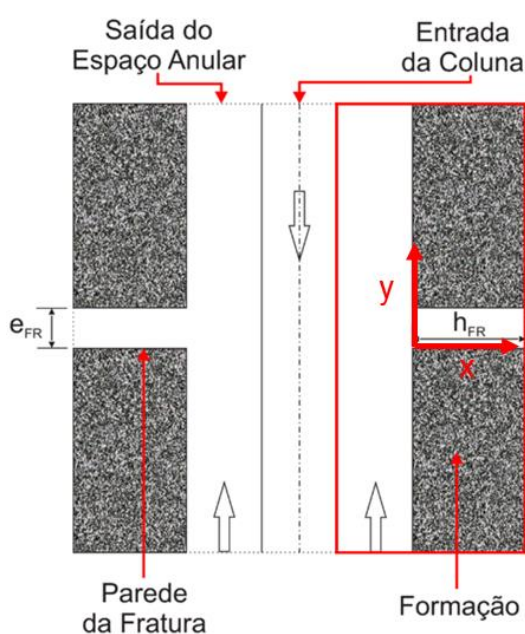
3 FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

No presente capítulo é detalhada a modelagem da geometria do sistema poço-formação em contato com uma fratura, elucidando as simplificações consideradas que resultam na geometria de um canal em contato com uma fratura. Em seguida são discutidas as condições de contorno e iniciais para caracterizar o problema da perda de circulação e apresentadas as equações do escoamento líquido-sólido.

3.1 GEOMETRIA DO PROBLEMA

O poço de petróleo apresenta complexidade elevada para a modelagem geométrica e a simulação numérica devido a geometria da broca, da não uniformidade da seção transversal da região anular, das nuances da fratura e da formação rochosa ser permeável. Para discutir as simplificações adotadas, o conjunto poço-formação-fratura é apresentado na Figura 3.1 em um corte longitudinal, indicando o interesse do estudo na seção do poço compreendida pelo espaço anular e pela fratura. Assume-se que o escoamento é axissimétrico porque a fratura situa-se em um plano normal ao poço.

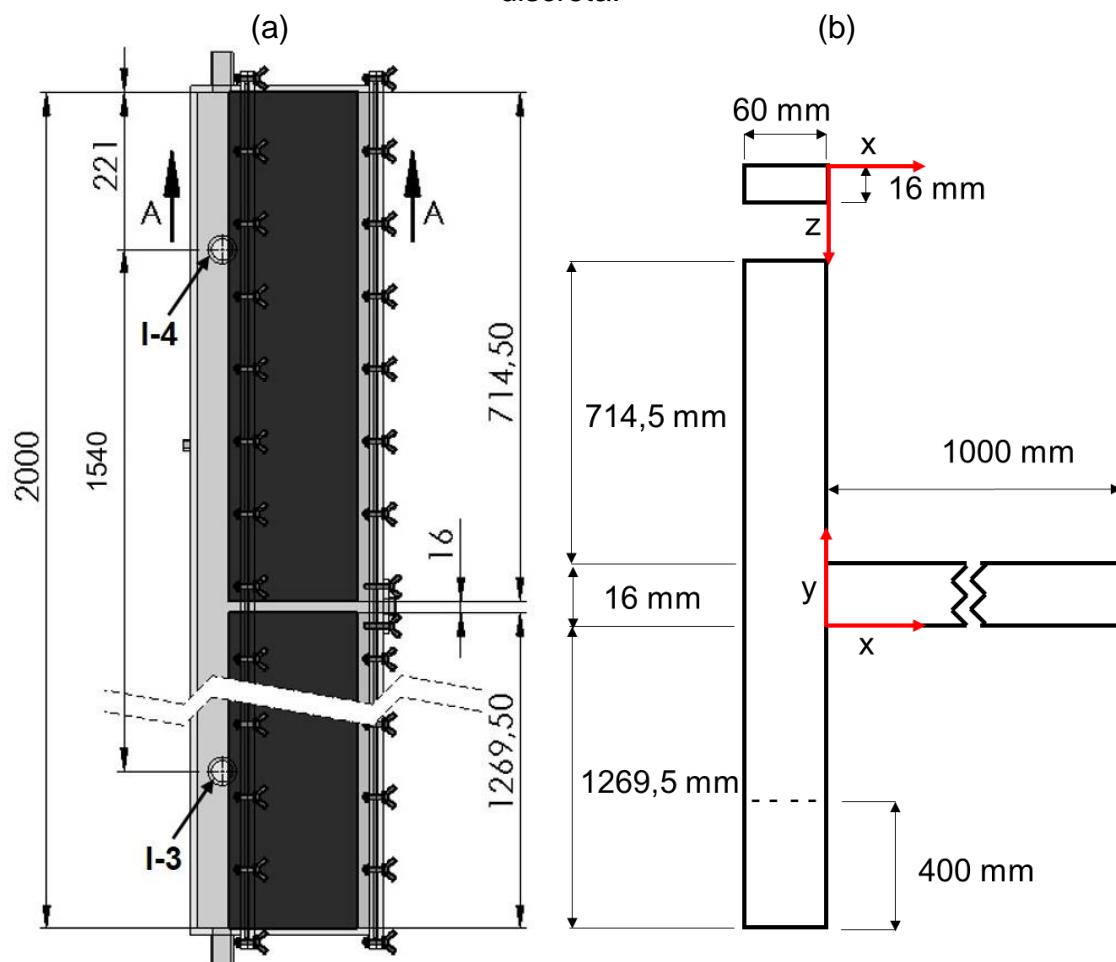
Figura 3.1: Simplificação do sistema poço-formação.



Fonte: Adaptado de Barbosa (2015b).

As dimensões do domínio numérico e as hipóteses utilizadas no presente trabalho são as mesmas assumidas por Schneider (2019) para a construção da unidade experimental de testes em seu estudo experimental, representada na Figura 3.2 (a). O poço é considerado como vertical, com a coluna de perfuração situada no centro geométrico (sem excentricidade) e supõem-se que os efeitos da rotação da coluna e da broca são irrelevantes para o presente problema, assim como escoamento no interior da coluna de perfuração. No presente trabalho a interface poço-formação é considerada como impermeável no trecho de interesse. Devido a presença de partículas sólidas no domínio, é necessário que a geometria seja tridimensional no plano cartesiano.

Figura 3.2: Simplificação do sistema poço-formação-fratura. (a) Representação esquemática da bancada de testes de Schneider (2019). (b) Domínio computacional correspondendo a um canal vertical com uma fratura horizontal discreta.



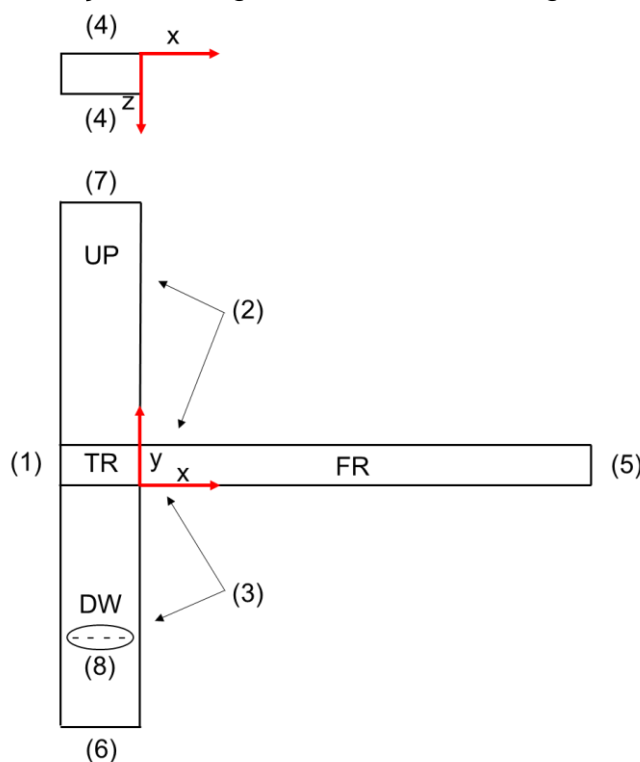
Fonte: (a) Adaptado de Schneider (2019); (b) elaboração própria.

Na Figura 3.2 (b), l_{UP} mostra o comprimento à montante da fratura, l_{DW} é o comprimento à jusante da fratura, h_{CH} é o comprimento do canal vertical e h_{IP} é a altura da superfície de injeção de partículas. A fratura é caracterizada por três parâmetros geométricos θ_{FR} [mm], z_{FR} [mm] e h_{FR} [mm] os quais representam, respectivamente, a altura, a espessura e o comprimento da fratura.

As regiões de interesse do domínio computacional são exibidas na Figura 3.3, sendo que (DW), (TR) e (UP) representam o canal vertical e a fratura discreta é referenciada por (FR). A origem do sistema de coordenadas é colocada na entrada da fratura, em sua superfície inferior. Quanto às superfícies: (1), (2), (3) e (4) indicam as paredes de acrílico da bancada de testes de Schneider (2019); (5) indica a saída da fratura; (6) é a entrada de fluido no canal vertical; (7) é a saída do canal vertical.

Na região à montante da fratura (DW) é realizada a injeção das partículas sólidas através da superfície (8). As partículas são carregadas ascendentemente pelo escoamento, alcançando a região de transição (TR), onde podem ser direcionadas para a fratura ou seguirem ascendentemente através do canal vertical para a região (UP).

Figura 3.3: Determinação das regiões de interesse da geometria do problema.



Fonte: elaboração própria.

3.2 CONDIÇÕES DE CONTORNO E INICIAIS

As condições de contorno para a geometria do problema descrita na Figura 3.3 caracterizam o problema de perda de circulação, sendo utilizada a metodologia inicialmente proposta por De Lai (2013).

Na entrada do canal fraturado, superfície (6) da Figura 3.3, é estabelecida uma condição de escoamento de velocidade uniforme de entrada, descrita na (3.1).

$$\mathbf{u}_\beta(6) = \bar{u}_{\beta,CH,i} \quad (3.1)$$

As paredes (1), (2), (3) e (4) apresentam condição de não deslizamento e são consideradas impermeáveis, como descrito na Equação (3.2) onde \mathbf{u}_β é o vetor velocidade do fluido [m/s].

$$\mathbf{u}_\beta(1),(2),(3),(4) = 0 \quad (3.2)$$

Na saída da fratura, superfície (5), a vazão de fuga percentual na fratura q_f é definida em função da vazão volumétrica na fratura $Q_{\beta,FR,o}$ [m³/s] e da vazão volumétrica de entrada no canal $Q_{\beta,CH,i}$ [m³/s], demonstrado na Equação (3.3). As vazões $Q_{\beta,FR,o}$ e $Q_{\beta,CH,i}$ são definidas nas Equações (3.4) e (3.5), sendo $\bar{u}_{\beta,CH,i}$ e $\bar{u}_{\beta,FR,o}$, o valor da velocidade média nas superfícies CH,i (entrada) e FR,o (saída da fratura), respectivamente.

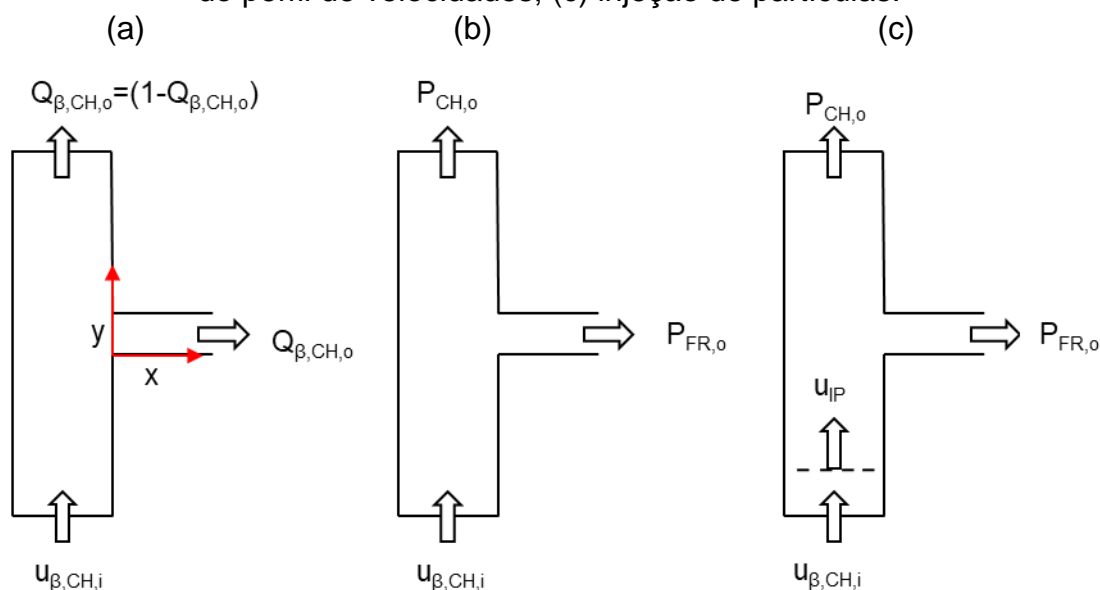
$$q_f = \frac{Q_{\beta,FR,o}}{Q_{\beta,CH,i}} \quad (3.3)$$

$$Q_{\beta,CH,i} = l_z \int_0^{h_{CH}} u_{\beta,y} dx \Rightarrow Q_{\beta,CH,i} = l_z h_{CH} \bar{u}_{\beta,CH,i} \quad (3.4)$$

$$Q_{\beta,FR,o} = l_z \int_0^{e_{FR}} u_{\beta,x} dy \Leftrightarrow Q_{\beta,FR,o} = l_z e_{FR} \bar{u}_{\beta,FR,o} \quad (3.5)$$

A definição das condições de contorno em função da Equação (3.3) não é adequada para a simulação do escoamento líquido-sólido, já que deseja-se observar o decaimento temporal de q_f devido à obturação da fratura pelas fraturas. Para contornar tal problema, utiliza-se a metodologia de De Lai (2013), proposta em 3 etapas, como esquematizado na Figura 3.4 (a). Inicialmente, no estágio (a) é simulado numericamente o escoamento monofásico de fluido newtoniano em regime permanente definindo como condições de contorno a vazão percentual nas superfícies de saída do canal (6) e saída da fratura (4), de forma que $Q_{\beta,FR,o} + Q_{\beta,CH,o} = 1$. O resultado da simulação do estágio (a) são as pressões uniformes em CH,o e FR,o , $P_{\beta,CH,o}$ e $P_{\beta,FR,o}$ respectivamente, que são função de q_f .

Figura 3.4: Etapas para a caracterização de fenômeno de invasão: (a) simulação do escoamento monofásico em regime permanente em função de vazão de fuga. (b) simulação do escoamento monofásico em regime transiente fazendo de condição de contorno de pressão uniforme na saída para obtenção do perfil de velocidades; (c) injeção de partículas.



Fonte: Adaptado de De Lai (2013).

No estágio (b), ilustrado na Equação (3.3), prescreve-se como condição de contorno a pressão $P_{\beta,CH,o}$ e $P_{\beta,FR,o}$, determinadas em função dos resultados do estágio (a). No estágio (b) é simulado em regime transiente o escoamento monofásico de fluido considerando o repouso como condição inicial. Quando o regime permanente é atingido, observa-se que os campos de velocidade $u_{\beta}^{(a)}$ e

$\mathbf{u}_\beta^{(b)}$ obtidos com a simulação dos estágios (a) e (b), respectivamente, são idênticos.

Para a etapa (c), mostrada na Figura 3.4 (c), o campo de velocidade calculado em (b) é utilizado como condição inicial, como mostrado na Equação (3.6), e inicia-se a simulação numérica do escoamento particulado injetando-se as partículas com velocidade $\mathbf{u}_{p,inj}$ [s] no instante $t_{IP}=0$. O sub índice p denota a fase sólida (partículas), definida na Equação (3.7).

$$\mathbf{u}_\beta^{(c)}(x, y, z, t = 0) = \mathbf{u}_\beta^{(b)} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{u}_p(t_{inj} = 0) = \mathbf{u}_{p,inj} \quad (3.7)$$

A injeção das partículas no domínio ocorre através de duas superfícies de injeção, superfície (7), a qual possui pontos de injeção, conforme é discutido na Seção 4.4.

3.3 EQUAÇÕES DE BALANÇO

É realizada a formulação matemática sob uma abordagem híbrida de Euler-Lagrange, considerando separadamente a fase discreta (partículas) da fase contínua (fluido). No escoamento bifásico, cada fase pode ser calculada a partir de um conjunto de equações próprias, que devem ser devidamente acopladas para a contabilização dos efeitos de interação entre as fases. No presente trabalho, como definido na Seção 2.2, o escoamento bifásico líquido-sólido é considerado na escala mesoscópica, por possibilitar observar cada partícula individualmente. Para o escoamento do fluido, ocorre o cálculo com base em uma média volumétrica local, através da solução das equações de balanço de massa e quantidade de movimento, as quais são apresentadas na sequência.

3.3.1 Fase contínua: fluido

Para o escoamento de fluido monofásico, retratado nos estágios (a) e (b) da metodologia de caracterização da perda de circulação apresentada na Figura 3.4, podem ser consideradas as equações de conservação de massa e de quantidade de movimento. Assume-se o escoamento como laminar, sem a

ocorrência de reações químicas, com fluido incompressível e isotérmico. Fazendo uso das simplificações, tem-se as equações de balanço de massa, Equação (3.8), e de balanço de quantidade de movimento, Equação (3.9).

$$\frac{d\rho_\beta}{dt} + \nabla \cdot \rho_\beta \mathbf{u}_\beta = 0 \quad (3.8)$$

$$\rho_\beta \frac{d\mathbf{u}_\beta}{dt} = -\nabla p_\beta + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_\beta + \rho_\beta \mathbf{g} \quad (3.9)$$

A massa específica do fluido é representada por ρ_β [kg/m³], tensão de cisalhamento por τ_β [Pa.s], p_β é a pressão do fluido e a aceleração da gravidade por \mathbf{g} [m/s²].

As hipóteses simplificadoras relativas ao primeiro estágio metodologia de De Lai (2013) (fenômeno de invasão com vazão de fluido prescritos) envolvem:

- escoamento monofásico;
- regime permanente;
- fluido com equação constitutiva baseada no modelo de lei de potência;
- escoamento isotérmico;
- escoamento tridimensional com coordenadas cartesianas;
- força gravitacional orientada na direção vertical.

Aplicando as hipóteses acima nas equações de conservação da massa e quantidade de movimento, obtém-se as Equações (3.11), (3.12) e (3.13).

$$\frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial x} + \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial y} + \frac{\partial u_{\beta,z}}{\partial z} = 0 \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial t} + u_{\beta,x} \frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial x} + u_{\beta,y} \frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial y} + u_{\beta,z} \frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial z} = \\ - \frac{1}{\rho_\beta} \frac{\partial p_\beta}{\partial x} + \frac{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{\beta,x}}{\rho_\beta} \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial t} + u_{\beta,x} \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial x} + u_{\beta,y} \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial y} + u_{\beta,z} \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial z} = \\ - \frac{1}{\rho_\beta} \frac{\partial p_\beta}{\partial y} + \frac{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{\beta,y}}{\rho_\beta} + \mathbf{g} \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial u_{\beta,z}}{\partial t} + u_{\beta,x} \frac{\partial u_{\beta,z}}{\partial x} + u_{\beta,y} \frac{\partial u_{\beta,z}}{\partial y} + u_{\beta,z} \frac{\partial u_{\beta,z}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_{\beta}} \frac{\partial p_{\beta}}{\partial z} + \frac{\nabla \cdot \tau_{\beta,z}}{\rho_{\beta}} \quad (3.13)$$

A magnitude da velocidade do fluido \mathbf{u}_{β} [m/s] deve ser escrita em função dos componentes ortogonais do sistema cartesiano $u_{\beta,x}$, $u_{\beta,y}$ e $u_{\beta,z}$ [m/s] ao longo dos vetores unitários \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y e \mathbf{e}_z , respectivamente, como definido na Equação (3.14).

$$\mathbf{u}_{\beta} = u_{\beta,x} \mathbf{e}_x + u_{\beta,y} \mathbf{e}_y + u_{\beta,z} \mathbf{e}_z \quad (3.14)$$

Dada as condições do escoamento, a viscosidade do fluido de lei de potência, apresentado na Seção 2.1, pode ser expressa pela Equação (3.15) em função do índice de consistência k , do índice de potência n . Notavelmente, para fluidos newtonianos, tem-se $n=1$ e μ_{β} é constante. A viscosidade aparente é determinada através da relação presente na Equação (3.16)

$$\tau_{(i,j),\beta} = k \dot{\gamma}^n \quad (3.15)$$

$$\mu_{\beta} = k \dot{\gamma}^{n-1} \quad (3.16)$$

Para o escoamento bifásico líquido-sólido são considerados os efeitos que a fase discreta (partículas sólidas) na fase contínua (fluido), representada como o termo de acoplamento $\mathbf{f}_{p\beta}$ [kg/s], o qual contabiliza a transferência bilateral de quantidade de movimento do escoamento para as partículas e vice-versa. Deve levar em consideração que, de acordo com a discussão da Seção 2.2, o escoamento é disperso no canal UP , TR e DW e denso na fratura FR , uma vez que ocorre a formação de leito. A fração volumétrica da fase sólida é incorporado às equações de balanço da fase fluida (Popoff e Braun, 2007) por meio da inclusão da fração volumétrica de sólido ε_p , tornando-as adequadas à simulação de escoamentos densos nos quais $\varepsilon_p > 0,1$ (Prosperetti e Tryggvason, 2007). As equações são definidas como as Equações (3.17) e (3.18), tendo em vista que para o escoamento particulado, tem-se $\varepsilon_{\beta} < 1$ e $\mathbf{f}_{p\beta} \neq 0$.

$$\frac{\partial(\rho_\beta \varepsilon_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\beta \varepsilon_\beta \mathbf{u}_\beta) = 0 \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial(\rho_\beta \varepsilon_\beta \mathbf{u}_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\beta \varepsilon_\beta \mathbf{u}_\beta \mathbf{u}_\beta) = -\varepsilon_\beta \nabla p_\beta + \nabla \cdot (\mu_\beta \varepsilon_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \rho_\beta \varepsilon_\beta \mathbf{g} + \mathbf{F}_{p\beta} \quad (3.18)$$

3.3.2 Fase discreta: partícula

As partículas são consideradas como esféricas, rígidas, não coalescentes e indeformáveis. As propriedades da fase sólida (e.g. massa específica da partícula, diâmetro, morfologia) são uniformes e constantes, não havendo variações derivadas de fenômenos físicos ou químicos.

As equações para o movimento das partículas são descritas pela Segunda Lei de Newton tanto para o movimento translacional, quanto para o movimento rotacional, sendo representados pelas Equações (3.19) e (3.20), respectivamente, para cada partícula presente no domínio computacional denotada pelo sub índice j .

$$m_{p[j]} \frac{d\mathbf{u}_{p[j]}}{dt} = \underbrace{\mathbf{F}_{p,c[j]} + \mathbf{F}_{p,s[j]} + \mathbf{F}_{p,m[s[j]]} + \mathbf{F}_{p,s[s[j]]} + \mathbf{F}_{p,m[p[j]]} + \mathbf{F}_{p,p[3]} + \mathbf{F}_{g,b[j]} + \mathbf{F}_{p,c[j]}}_{\text{interação com a fase contínua}} + \underbrace{\mathbf{F}_{p,c[j]}}_{\text{Colisão}} \quad (3.19)$$

$$I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \underbrace{T_{g,s[j]}}_{\text{Arrasto}} + \underbrace{T_{p,s[j]}}_{\text{Contato}} \quad (3.20)$$

O momento de inércia para rotação ao redor do centroide é denotado por $I_{p[j]}$ [kg.m²] na Equação (3.20). A velocidade angular $\boldsymbol{\omega}_p$ [1/s] da partícula j caracteriza o movimento de rotação em torno do próprio centroide. As definições de u_p , ω_p e x_p são dadas pelas Equações (3.21), (3.22) e (3.23) respectivamente.

$$\mathbf{u}_{p[j]} = u_{p,x[j]} \mathbf{e}_x + u_{p,y[j]} \mathbf{e}_y + u_{p,z[j]} \mathbf{e}_z \quad (3.21)$$

$$\boldsymbol{\omega}_{p[j]} = \nabla \times \mathbf{u}_{p[j]} \quad (3.22)$$

$$\mathbf{x}_{p[j]} = x_{p[j]} \mathbf{e}_x + y_{p[j]} \mathbf{e}_y + z_{p[j]} \mathbf{e}_z \quad (3.23)$$

As forças consideradas sobre a partícula j na Equação (3.19) são qualificadas através dos sub-índices “s” e “b” como superficial e de corpo, respectivamente, sendo classificadas em forças:

- De interação partícula-fluido: forças de arrasto $\mathbf{F}_{d,s[j]}$ [N], de gradiente de pressão $\mathbf{F}_{pg,s[j]}$ [N], de massa virtual $\mathbf{F}_{vm,s[j]}$ [N], de sustentação de Saffman $\mathbf{F}_{if,s[j]}$ [N], de sustentação de Magnus $\mathbf{F}_{lm,s[j]}$ [N] e empuxo $\mathbf{F}_{b,b[j]}$ [N];
- De corpo: força peso $\mathbf{F}_{g,b[j]}$ [N];
- De interação partícula-partícula/partícula-parede: força de colisão $\mathbf{F}_{p,c[j]}$ [N].

As forças de arrasto, de gradiente de pressão, de massa virtual, de sustentação de Saffmann e de Magnus são previamente descritas na Seção 2.2, As forças de corpo consideradas correspondem ao empuxo $\mathbf{F}_{b,b}$ e a força peso $\mathbf{F}_{g,b}$. são apresentadas nas Equações (3.24) e (3.25). As forças que atuam sobre a partícula são resumidas na Tabela 3.1.

$$\mathbf{F}_{b,b} = \rho_\beta V_p \mathbf{g} \quad (3.24)$$

$$\mathbf{F}_{g,b} = \rho_p V_p \mathbf{g} \quad (3.25)$$

O movimento rotacional descrito na Equação (3.20) é avaliado em função do torque de arrasto viscoso $\mathbf{T}_{d,s[j]}$ [N.m] (interação fluido-partícula) e do torque de contato $\mathbf{T}_{c,s[j]}$ [N.m] (interação partícula-partícula/partícula-parede).

O coeficiente de atrito rotacional ($C_{\omega[j]}$) (Happel e Brenner, 1983) será tratado posteriormente na Seção 4.1.

Tabela 3.1: Forças que atuam sobre a partícula j .

Força	Expressão	Equação
Arrasto	$\mathbf{F}_{d,s[j]} = \frac{1}{2} C_{D[j]} \rho_{\beta} A_{p[j]} \mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]} (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]})$	(3.26)
Gradiente de pressão	$\mathbf{F}_{pg,s[j]} = m_{p[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{p[j]}} (\mathbf{u}_{\beta[j]} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta[j]})$	(3.27)
Massa virtual	$\mathbf{F}_{vm,s[j]} = C_{vm} m_{p[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{p[j]}} \left(\frac{D\mathbf{u}_{\beta[j]}}{Dt} - \frac{d\mathbf{u}_{p[j]}}{dt} \right)$	(3.28)
Sustentação de Saffman	$\mathbf{F}_{ls,s[j]} = m_p C_{ls} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{p[j]}} (\boldsymbol{\omega}_{\beta[j]} \times (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}))$	(3.29)
Sustentação de Magnus	$\mathbf{F}_{lm,s[j]} = m_{p[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{p[j]}} \boldsymbol{\omega}_{p[j]} \times (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}) C_{lm[j]}$	(3.30)
Empuxo	$\mathbf{F}_{b,b[j]} = \rho_{\beta} V_{p[j]} \mathbf{g}$	(3.31)
Peso	$\mathbf{F}_{g,b[j]} = \rho_{p[j]} V_{p[j]} \mathbf{g}$	
Torque	Expressão	Equação
Torque de arrasto	$\mathbf{T}_{d,s[j]} = C_{\omega[j]} \left(\frac{1}{2} \nabla \mathbf{u}_{\beta[j]} - \boldsymbol{\omega}_{p[j]} \right)$	(3.32)

Fonte: elaboração própria.

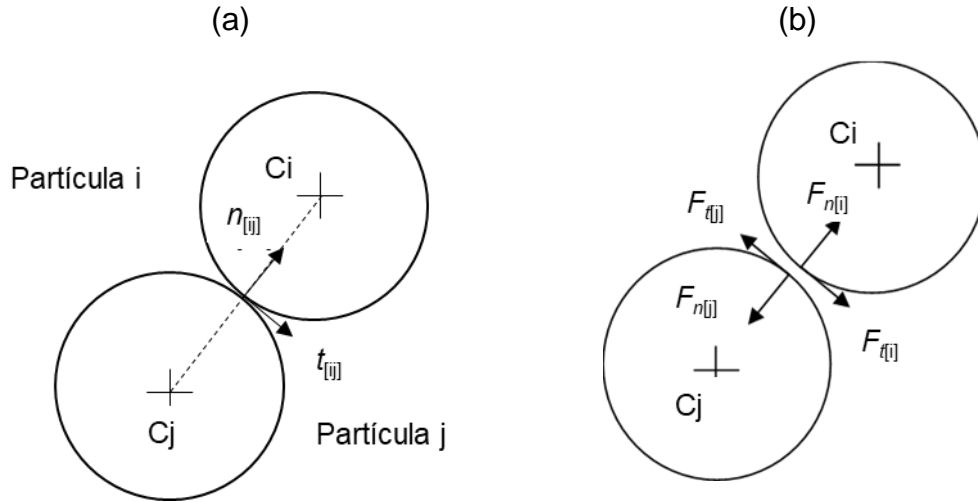
Em relação às interações de contato partícula-partícula e partícula-parede na dinâmica de escoamentos multifásicos, são distinguidos os fenômenos de colisão e de atrito. Tais interações são representadas na Equação (3.19) como o termo de força de contato $\mathbf{F}_{p,c[j]}$ [N], e na Equação (3.20) como o termo $\mathbf{T}_{c,s[j]}$, definido na Equação (3.33). A esquematização do efeito de colisão entre duas partículas é ilustrada na Figura 3.5. A força de contato que atua na partícula 1 pode então ser decomposta ao longo de $\mathbf{n}_{[12]}$ e $\mathbf{t}_{[12]}$, que representam respectivamente, a força normal de colisão ($\mathbf{F}_{n[1]}$) e tangenciais de atrito ($\mathbf{F}_{t[1]}$).

$$\mathbf{F}_{p,c[1]} = \mathbf{F}_{n[1]} + \mathbf{F}_{t[1]} = F_{n[1]} \mathbf{n}_{12} + F_{t[1]} \mathbf{t}_{12} \quad (3.33)$$

Ressalta-se que pela terceira lei de Newton, pode ser aplicada abordagem análoga às forças de colisão e de atrito atuantes na partícula 2. No presente trabalho são utilizados o modelo viscoelástico linear para a força de colisão e o atrito de Coulomb e os modelos mecânicos de atrito (Kruggel-Emden et. al.,

2007) que são empregados com o Método dos Elementos Discretos para o cálculo das forças, que é apresentado na Seção 4.2.

Figura 3.5: Representação das forças envolvidas na colisão entre partículas i e j (a) Momento da colisão. (b) Momento após a colisão.



Fonte: Elaboração própria.

Conhecendo-se a aceleração $\mathbf{a}_{p[j]}$ [m/s²] da partícula, pode-se determinar a velocidade $\mathbf{u}_{p[j]}$ [m/s] integrando-se temporalmente a partir de um instante inicial $t_{inicial}$ [s] até um instante final t_{final} [s], como demonstrado na Equação (3.34). Para determinar a posição da partícula, integra-se no tempo a velocidade $\mathbf{u}_{p[j]}$ [m/s], como apresentado na Equação (3.35).

$$\mathbf{u}_{p[j]} = \int_{t_{inicial}}^{t_{final}} \mathbf{a}_{p[j]} dt \rightarrow \mathbf{u}_{p[j]} = u_{p,x[j]} \mathbf{e}_x + u_{p,y[j]} \mathbf{e}_y + u_{p,z[j]} \mathbf{e}_z \quad (3.34)$$

$$\mathbf{x}_{p[j]} = \int_{t_{inicial}}^{t_{final}} \mathbf{u}_{p[j]} dt \rightarrow \mathbf{x}_{p[j]} = x_{p,x} \mathbf{e}_x + x_{p,y} \mathbf{e}_y + x_{p,z} \mathbf{e}_z \quad (3.35)$$

Por fim, a posição angular da partícula $\theta_{p[j]}$ [rad] é determinada através da integração temporal da Equação (3.20), resultando na Equação (3.36)

$$\theta_{p[j]} = \int_{t_{inicial}}^{t_{final}} \boldsymbol{\omega}_{p[j]} dt \quad (3.36)$$

3.4 SÍNTESE DO CAPÍTULO 3

Nesse capítulo, é apresentada a formulação matemática do problema de preenchimento de fratura. A geometria do problema em questão é apresentada, a qual consiste em um canal vertical com seção transversal retangular em contato com uma fratura horizontal de seção transversal retangular, como apresentado por Schneider (2019). Através da metodologia de De Lai (2013), define-se as condições iniciais e de contorno.

A formulação matemática do escoamento líquido-sólido é realizada individualmente para cada fase. Para a fase fluida é tratada através de uma perspectiva Euleriana, que calcula as equações de balanço de massa e de quantidade de movimento, que são acopladas à fase sólida através da fração volumétrica de sólido e de um termo fonte. Já para a fase particulada é adotada uma abordagem Lagrangiana, a qual aplica individualmente o balanço de quantidade de movimento linear e angular para cada partícula. No Capítulo 4 será apresentada a formulação numérica para resolução das equações presentes neste capítulo.

4 FORMULAÇÃO NUMÉRICA

A formulação matemática apresentada no Capítulo 3 resulta no conjunto de equações acopladas para o escoamento de fluido de lei de potência e para cada partícula. Em razão do desconhecimento de solução analítica para as equações aplicadas a geometria da Figura 3.3 e sujeita às condições de contorno discutida na Seção 3.2, procura-se uma solução numérica com a finalidade de calcular o campo de velocidade e pressão do fluido e, para cada partícula, a posição e as velocidades (linear e angular). Sendo assim, no presente capítulo é apresentado o Modelo de Fase Discreta Densa (DDPM) empregado para a solução do escoamento bifásico. Na sequência, discute-se o Método dos Elementos Discretos (DEM), utilizado para o cálculo das forças e dos torques decorrentes do contato entre as partículas. O fluxograma de solução do DDPM-DEM é apresentado, listando os métodos empregados para fazer o tratamento numérico de termos advectivos e difusivos e o acoplamento entre os campos de velocidade e de pressão. Por fim, são tratados alguns aspectos numéricos a respeito do processo de injeção de partículas no domínio geométrico.

4.1 MÉTODO DE FASE DISCRETA Densa – DDPM

O modelo de Fase Discreta Densa (DDPM) é uma evolução do Modelo de Fase Discreta (DPM) que possibilita a simulação de escoamentos densos cuja fração volumétrica de sólidos é $\varepsilon_p > 10\%$ (FLUENT, 2016). O balanço de quantidade de movimento linear para a fase fluida, apresentado anteriormente na Equação (3.18), é reescrito na Equação (4.1) onde o termo de acoplamento com a fase discreta ($f_{p\beta}$) é decomposto nos termos fontes denotados por f_{DPM} [N/m^3] e s_{DPM} [N/m^3]. Por ser utilizado fluido não newtoniano de lei de potência para o presente trabalho, a viscosidade do fluido μ_β [Pa.s] é representada como na Equação (4.2) em função dos gradientes de velocidade, do índice de consistência e do índice de potência.

$$\frac{\partial(\varepsilon_{\beta}\rho_{\beta}\mathbf{u}_{\beta})}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_{\beta}\rho_{\beta}\mathbf{u}_{\beta}\mathbf{u}_{\beta}) = -\varepsilon_{\beta}\nabla p_{\beta} + \nabla \cdot (\mu_{\beta}\varepsilon_{\beta}\nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta}) + \rho_{\beta}\varepsilon_{\beta}\mathbf{g} + \mathbf{f}_{DPM} + \mathbf{s}_{DPM} \quad (4.1)$$

$$\mu_{\beta} = k \left(\frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial y} + \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial x} \right)^{n-1} \quad (4.2)$$

A Equação (4.1) é solucionada através do Método dos Volumes Finitos (Patankar, 1980) para a obtenção dos campos de velocidade e de pressão. Para a solução, o domínio computacional é seccionado em volumes de controle, caracterizando uma malha numérica. A integração da Equação (4.1) em um volume de controle da malha é apresentada na Equação (4.3).

$$\rho_{\beta} \frac{\varepsilon_{\beta}^{np} (\mathbf{u}_{\beta}^{n+1} - \mathbf{u}_{\beta}^n)}{\Delta t_{\beta}} V_{VC} + \sum_{f=1}^{N_{\text{faces}}} \rho_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}^{n+1} (\varepsilon_{\beta}^{np} \mathbf{u}_{\beta}^{n+1} \cdot \mathbf{A}_{SC[f]}) = \sum_{f=1}^{N_{\text{faces}}} \mu_{\beta} (\nabla (\varepsilon_{\beta}^{np} \mathbf{u}_{\beta}^{n+1}) \cdot \mathbf{A}_{SC[f]}) + \mathbf{s}_{u_{\beta}}^{n+1} V_{VC} + \mathbf{f}_{DPM}^{np} + \mathbf{s}_{DPM}^{np} \quad (4.3)$$

O volume de controle apresenta volume total V_{VC} [m³], sendo delimitado pelo número N_{faces} de superfícies de controle, sendo $\mathbf{A}_{SC[f]}$ [m²] a área superfície de cada uma da f faces, tal que $1 \leq f \leq N_{\text{faces}}$. O termo fonte $\mathbf{s}_{u_{\beta}}^{n+1}$ refere-se à solução do próprio fluido contabilizando, por exemplo, o efeito do gradiente de pressão e das forças de corpo (Patankar, 1980).

Para o tratamento do termo temporal na Equação (4.3) em razão de um passo de tempo para a fase do fluido Δt_{β} [s], utiliza-se integração implícita de primeira ordem (Versteeg e Malalasekera, 1995). Assume-se que sobrescrito “ n ” refere-se aos valores de propriedades (e.g. velocidade, pressão) computados no passo de tempo anterior, e “ $n+1$ ” denota o valor da respectiva propriedade a ser calculada no passo de tempo presente, sendo ambos os índices relacionados com propriedades da fase contínua. O índice “ np ” refere-se à valores computados a partir da solução do movimento das partículas.

Como é de interesse no presente trabalho caracterizar o movimento de cada partícula a partir da velocidade linear, da posição e da velocidade angular

ao final de cada passo de tempo, as Equações (4.4), (4.5) e (4.6) são reescritas abaixo respectivamente para uma partícula j .

$$\frac{d\mathbf{u}_{\rho[j]}}{dt} = \frac{1}{\tau_{\rho[j]}} (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) + \mathbf{a}_{\rho F[j]} \quad (4.4)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_{\rho[j]}}{dt} = \mathbf{u}_{\rho[j]} \quad (4.5)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}_{\rho[j]}}{dt} = \frac{\mathbf{T}_{\alpha,s[j]} + \mathbf{T}_{c,s[j]}}{I_{\rho[j]}} \quad (4.6)$$

O parâmetro $\tau_{\rho[j]}$ representa o tempo de resposta da partícula, definido na Equação (4.7), de forma que $C_{D[j]}$ é o coeficiente de arrasto e $Re_{\rho[j]}$ é o número de Reynolds translacional da partícula, definido na Seção 2.2. A velocidade do fluido $\mathbf{u}_{\beta[j]}$, descrita na Equação (4.4), é tomada na linha de corrente que passa pelo centroide da partícula j . A aceleração (força dividida pela massa) $\mathbf{a}_{\rho F[j]}$ [m/s²] é descrita na Equação (4.8), sendo resultado das forças de gradiente de pressão, de massa virtual, de sustentação de Saffman, de sustentação de Magnus, de empuxo e de contato (colisão e atrito). As forças e encontram-se listadas na Tabela 4.1, as forças de arrasto e de Saffman, Equações (4.9) e (4.13) respectivamente, são reescritas para favorecer o tratamento numérico. Na Equação (4.13), o termo γ representa uma operação tensorial dependente da taxa de deformação média do fluido (Li e Ahmadi, 1992).

$$\tau_{\rho[j]} = \frac{\rho_p d_{\rho[j]}^2}{18\mu_\beta} \frac{24}{C_{D[j]} Re_{\rho[j]}} \quad (4.7)$$

$$\mathbf{a}_{\rho F[j]} = \frac{1}{m_{\rho[j]}} (\mathbf{F}_{\rho g,s[j]} + \mathbf{F}_{vm,s[j]} + \mathbf{F}_{ls,s[j]} + \mathbf{F}_{lm,s[j]} + \mathbf{F}_{b,b[j]} + \mathbf{F}_{g,b[j]} + \mathbf{F}_{p,c[j]}) \quad (4.8)$$

Os torques que atuam sobre a partícula j são resumidos na Tabela 4.1, sendo o torque de arrasto e o torque de contato. A determinação do coeficiente de arrasto $C_{\omega[j]}$ em função do Reynolds rotacional da partícula $Re_{\omega[j]}$, definido na Equação (4.19), para $20 \leq Re_{\omega} \leq 1000$ (Dennis et. al, 1980).

Tabela 4.1: Resumo da expressão das forças que atuam sobre a partícula j em decorrência da interação com o escoamento do fluido.

Forças	Expressão	Equação
Arrasto	$\mathbf{F}_{d,s[j]} = m_{\rho[j]} \frac{18\mu_{\beta}}{\rho_{\rho[j]} d_{\rho[j]}^2} \frac{C_{D[j]} Re_{\rho[j]}}{24} (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]})$	(4.9)
Gravidade e empuxo	$\mathbf{F}_{gb[j]} = m_{\rho[j]} \frac{(\rho_{\rho[j]} - \rho_{\beta})}{\rho_{\rho[j]}} \mathbf{g}$	(4.10)
Gradiente de pressão	$\mathbf{F}_{p\theta[j]} = m_{\rho[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\rho[j]}} (\mathbf{u}_{\beta[j]} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta[j]})$	(4.11)
Massa virtual	$\mathbf{F}_{vm[j]} = C_{vm} m_{\rho[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\rho[j]}} \frac{D}{Dt} (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]})$	(4.12)
Sustentação de Saffman	$\mathbf{F}_{ls,s[j]} = m_{\rho[j]} \frac{2C_{ls}}{d_{\rho[j]}} \frac{\sqrt{\mu_{\beta}\rho_{\beta}}}{\rho_{\rho[j]}} \gamma (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]})$	(4.13)
Sustentação de Magnus	$\mathbf{F}_{lm,s[j]} = m_{\rho[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\rho[j]}} \boldsymbol{\omega}_{\rho[j]} \times (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) C_{lm[j]}$	(4.14)
Colisão e atrito	$\mathbf{F}_{p,c[j]} = \mathbf{F}_{DEM}$	(4.15)
Torques	Expressão	Equação
Arrasto	$\mathbf{T}_{d,s[j]} = C_{\omega[j]} \left(\frac{1}{2} \nabla \mathbf{u}_{\beta[j]} - \boldsymbol{\omega}_{\rho[j]} \right)$	(4.16)
Contato	$\mathbf{T}_{p,c[j]} = \mathbf{T}_{DEM}$	(4.17)

Fonte: Elaboração própria.

$$C_{\omega[j]} = \frac{6,45}{\sqrt{Re_{\omega[j]}}} + \frac{32,1}{Re_{\omega[j]}} \quad (4.18)$$

$$Re_{\omega[j]} = \frac{\rho_{\beta} |\boldsymbol{\Omega}_{\beta\rho[j]}| d_{\rho[j]}^2}{4\mu_{\beta}} \quad (4.19)$$

As Equações (4.4), (4.5) e (4.6) são escritas na forma discreta solucionadas de forma numérica através de integração implícita, ao mesmo tempo que a Equação (4.22) é resolvida através do método trapezoidal de Crank-Nicholson (Versteeg e Malalasekera, 1995), e o passo de tempo da partícula é denotado por Δt_p [s]. Por simplicidade, as Equações (4.20) a (4.22) são reescritas para uma única direção, mas os demais componentes possuem forma análoga.

$$u_{p,x[j]}^{n+1} = \frac{u_{p,x[j]}^n + \Delta t_p \left(a_{p,x[j]} + \frac{u_{\beta,x[j]}^n}{\tau_{p[j]}} \right)}{1 + \frac{\Delta t_p}{\tau_{p[j]}}} \quad (4.20)$$

$$x_{p,x[j]}^{n+1} = x_{p,x[j]}^n + \frac{1}{2} \Delta t_p \left(u_{p,x[j]}^{n+1} + u_{p,x[j]}^n \right) \quad (4.21)$$

$$\omega_{p,z[j]}^{n+1} = \omega_{z[j]}^n + \left(\frac{T_{d,s}^{n+1} + T_{c,s}^{n+1}}{I_p \Delta t_p} \right)_{[j]} \quad (4.22)$$

4.2 MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS – DEM

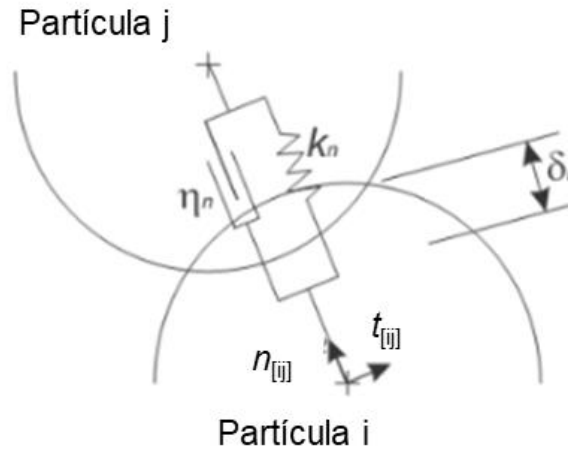
As forças F_{DEM} e os torques T_{DEM} , listadas na Tabela 4.1, decorrentes do contato entre os pares partícula-partícula e partícula-parede são calculadas fazendo uso do Método dos Elementos Discretos (*Discrete Element Method – DEM*), apresentado inicialmente por (Cundall e Strack, 1979). No DEM, o movimento das partículas é calculado com base nas leis de Newton, baseando-se na escala individual da partícula (Dong et.al, 2009).

O contato entre duas partículas não ocorre pontualmente, mas em uma área finita devido à deformação do material, podendo ser modelada no DEM como a sobreposição de dois corpos rígidos (Zhu et. al, 2007). Portanto, a deformação é aproximada para uma ação de sobreposição normal δ_n [m], definida pela Equação (4.23) em função das posições dos centroide das partículas, denotada por $\mathbf{x}_{p[1]}$ e $\mathbf{x}_{p[2]}$, e dos respectivos diâmetros. A sobreposição entre duas partículas é ilustrada na Figura 4.1.

$$\delta_{n[ij]} = \left| \mathbf{x}_{p[j]} - \mathbf{x}_{p[i]} \right| - \frac{1}{2} \left(d_{p[i]} + d_{p[j]} \right) \quad (4.23)$$

A partir da sobreposição pode-se calcular a força de colisão normal F_n fazendo uso de modelo mecânico de contato. No presente trabalho, é utilizado o modelo viscoelástico linear (Kruggel-Emden et. al.,2007), apresentado esquematicamente na Figura 4.1 através de um sistema mola amortecedor.

Figura 4.1: Sobreposição normal das partículas i e j , apresentando o modelo de contato mecânico visco elástico linear (mola-amortecedor) para contato normal.



Fonte: Adaptado de Poletto (2017).

A força resultante de contato normal $\mathbf{F}_{n[i]}$ para a partícula i é determinada a partir da Equação (4.24), sendo o modelo visco elástico linear caracterizado por dois parâmetros numéricos: a constante de rigidez da mola $k_{n[j]}$ [N/m] e o coeficiente de amortecimento do amortecedor η_n [N.s/m], sendo computada através da soma dos componentes elástico e de amortecimento enquanto as partículas estiverem em contato (acopladas), com sobreposição δ_n não nula. Para o cálculo da força $\mathbf{F}_{n[j]}$, referente à partícula j , emprega-se a terceira lei de Newton, resultando na igualdade de módulo de $\mathbf{F}_{n[i]}$, mas em sentido oposto, como determinado na Equação (4.25).

$$\mathbf{F}_{n[i]} = -k_n \delta_n \mathbf{n}_{[i,j]} - \eta_n (\mathbf{u}_{[i,j]} \cdot \mathbf{n}_{[i,j]}) \mathbf{n}_{[i,j]} \quad (4.24)$$

$$\mathbf{F}_{n[j]} = -\mathbf{F}_{n[i]} \quad (4.25)$$

Sendo que o vetor velocidade relativa de aproximação $\mathbf{u}_{[12]}$ [m/s] e o vetor unitário normal $\mathbf{n}_{[ij]}$ podem ser calculados a partir das Equações (4.26) e (4.27) respectivamente. O valor de $k_{n[j]}$ pode ser estimado a partir da Equação (4.28) em função da velocidade de aproximação máxima entre as partícula 1 e 2 $\mathbf{u}_{[ij],\max}$ e assumindo que a sobreposição normal máxima permitida ξ_n não seja superior à 0,27.

$$\mathbf{u}_{[i,j]} = \mathbf{u}_{p[i]} - \mathbf{u}_{p[j]} \quad (4.26)$$

$$\mathbf{n}_{[i,j]} = \frac{\mathbf{x}_{p[i]} - \mathbf{x}_{p[j]}}{|\mathbf{x}_{p[i]} - \mathbf{x}_{p[j]}|} \quad (4.27)$$

$$k_{n[j]} = \frac{\pi |\mathbf{u}_{[i,j]\max}|^2}{3\xi_n^2} d_{p[j]} \rho_{p[j]} \quad (4.28)$$

O coeficiente de restituição e_{p-p} caracteriza a colisão fisicamente como inelástica, sendo definido na Equação (4.29) através da razão entre a velocidade relativa na direção normal imediatamente antes (BC) e após (AC) a colisão.

$$e_{p-p} = \frac{(\mathbf{u}_{[i,j]} \cdot \mathbf{n}_{[i,j]})_{AC}}{(\mathbf{u}_{[i,j]} \cdot \mathbf{n}_{[i,j]})_{BC}} \quad (4.29)$$

O coeficiente de restituição pode ser referente ao par partícula-partícula, quando apresenta o subscrito $p-p$, e para o par partícula-parede, o subscrito $p-w$. Os coeficientes de amortecimento η_n para ambos os casos são definidos na Equação (4.30), sendo que a massa combinada das duas partículas em contato é expressa na Equação (4.31).

$$\eta_{n,p-p} = -2 \frac{m_{[i,j]} \ln(e_{p-p})}{\Delta t_{col}}; \eta_{n,p-w} = -2 \frac{m_{[i,j]} \ln(e_{p-w})}{\Delta t_{col}} \quad (4.30)$$

$$m_{[i,j]} = \frac{m_{[i]} m_{[j]}}{m_{[i]} + m_{[j]}} \quad (4.31)$$

O passo de tempo de colisão Δt_{col} , descrito na Equação (4.32), depende da constante de rigidez $k_{n[j]}$, uma vez que o contato se torna mais duradouro à medida que a sobreposição máxima é incrementada ξ_n . É adequado estimar Δt_{col} em função de Δt_p através da Equação (4.33), determinada a partir de ensaios numéricos desenvolvidos por De Lai (2013).

$$\Delta t_{col} = \sqrt{\frac{m_{[i,j]}}{k_{n[j]}} (\pi^2 + \ln^2(e_{p-p}))} \quad (4.32)$$

$$\Delta t_{col} \leq 2\Delta t_p \quad (4.33)$$

Para o cálculo da força de atrito $\mathbf{F}_{t[1]}$ é empregada a lei do atrito de Coulomb (Krugger-Emden et al., 2007), conforme a Equação (4.34) escrita em função do coeficiente de atrito μ_a [-]. Como determinado na Seção 3.3.2, a força na partícula 2 ($\mathbf{F}_{t[2]}$) é calculada a partir da terceira lei de Newton, conforme a Equação (4.35).

$$\mathbf{F}_{t[i]} = -\mu_a |\mathbf{F}_{n[i]}| \mathbf{t}_{[i,j]} \quad (4.34)$$

$$\mathbf{F}_{t[j]} = -\mathbf{F}_{t[i]} \quad (4.35)$$

Com base na velocidade relativa de aproximação da partícula na direção tangencial ($\mathbf{u}_{t[ij]}$ [m/s]), descrita na Equação (4.36), estima-se o vetor unitário $\mathbf{t}_{[i,j]}$, definido na Equação (4.37).

$$\mathbf{u}_{t[i,j]} = \mathbf{u}_{[i,j]} - (\mathbf{u}_{[i,j]} \cdot \mathbf{n}_{[i,j]}) \mathbf{n}_{[i,j]} \quad (4.36)$$

$$\mathbf{t}_{[i,j]} = \frac{\mathbf{u}_{t[i,j]}}{|\mathbf{u}_{t[i,j]}|} \quad (4.37)$$

O coeficiente de atrito μ_a que caracteriza a força de atrito $\mathbf{F}_{t[1]}$ na Equação (4.38) expressa o efeito do regime de atrito (estático, dinâmico ou limite). O coeficiente de atrito estático é denotado por μ_s [-], o de deslizamento por μ_g [-] e limite por μ_l [-]. A transição entre os regimes é caracterizada em função de $|\mathbf{u}_{t[ij]}|$ [m/s] e dos módulos da velocidade de deslizamento $|\mathbf{u}_g|$ [m/s] e limite $|\mathbf{u}_l|$ [m/s]. O parâmetro s_l determina o quão rápido μ_g tende para μ_l .

$$\mu_a = \begin{cases} \mu_s + (\mu_s - \mu_g) \left(\frac{|\mathbf{u}_{t[i,j]}|}{|\mathbf{u}_g|} - 2 \right) \frac{|\mathbf{u}_{t[i,j]}|}{|\mathbf{u}_g|} & : \text{para } |\mathbf{u}_{t[i,j]}| \leq |\mathbf{u}_g| \\ \mu_g & : \text{para } |\mathbf{u}_g| < |\mathbf{u}_{t[i,j]}| \leq |\mathbf{u}_l| \\ \mu_g \frac{1 + (|\mathbf{u}_{t[i,j]}| - |\mathbf{u}_l|)/s_l}{1 + (\mu_g/\mu_l)(|\mathbf{u}_{t[i,j]}| - |\mathbf{u}_l|)/s_l} & : \text{para } |\mathbf{u}_{t[i,j]}| > |\mathbf{u}_l| \end{cases} \quad (4.39)$$

Após a definição das forças de colisão e de atrito, consegue-se calcular os torques de colisão entre as partículas i e j . O torque devido à força normal $\mathbf{T}_{n[i]}$ é função da força de atrito $\mathbf{F}_{t[i]}$, conforme definido na Equação (4.40), e para calcular o torque $\mathbf{T}_{n[j]}$ é utilizada a terceira lei de Newton, conforme a Equação (4.41). O torque devido à força tangencial $\mathbf{T}_{t[i]}$ é resultante do atrito de rolamento e é descrito em função do coeficiente de atrito de rolamento $\mu_r [-]$ e da velocidade angular da partícula $\boldsymbol{\omega}_{p[i]}$, conforme a Equação (4.42), e assim como o torque devido a força normal $\mathbf{T}_{n[j]}$, para calcular o torque $\mathbf{T}_{t[j]}$ é utilizada a terceira lei de Newton, conforme a Equação (4.43).

$$\mathbf{T}_{n[i]} = \frac{d_{p[i]}}{2} \mathbf{n}_{[i,j]} \times \mathbf{F}_{t[i]} \quad (4.40)$$

$$\mathbf{T}_{n[j]} = -\mathbf{T}_{n[i]} \quad (4.41)$$

$$\mathbf{T}_{t[i]} = -\mu_r \left| \mathbf{F}_{n[i]} \right| \frac{\boldsymbol{\omega}_{p[i]}}{|\boldsymbol{\omega}_{p[i]}|} \quad (4.42)$$

$$\mathbf{T}_{t[j]} = -\mathbf{T}_{t[i]} \quad (4.43)$$

4.3 FLUXOGRAMA DE SOLUÇÃO

Como citado na Seção 3.3, o equacionamento do escoamento bifásico ocorre de forma separada para cada fase. Consequentemente, a solução numérica também ocorre de forma segregada. O fluxograma básico de solução do DDPM-DEM é apresentado na Figura 4.2. Primeiramente é simulado o escoamento monofásico em regime permanente para determinar as condições de contorno que resultem na vazão de fuga percentual na fratura q_f , isto é, o estágio (a) da metodologia de caracterização da perda de circulação descrita na

Seção 3.2. Após as condições de fronteira serem definidas, é iniciado o processo iterativo do escoamento monofásico em regime transiente através do Método dos Volumes Finitos.

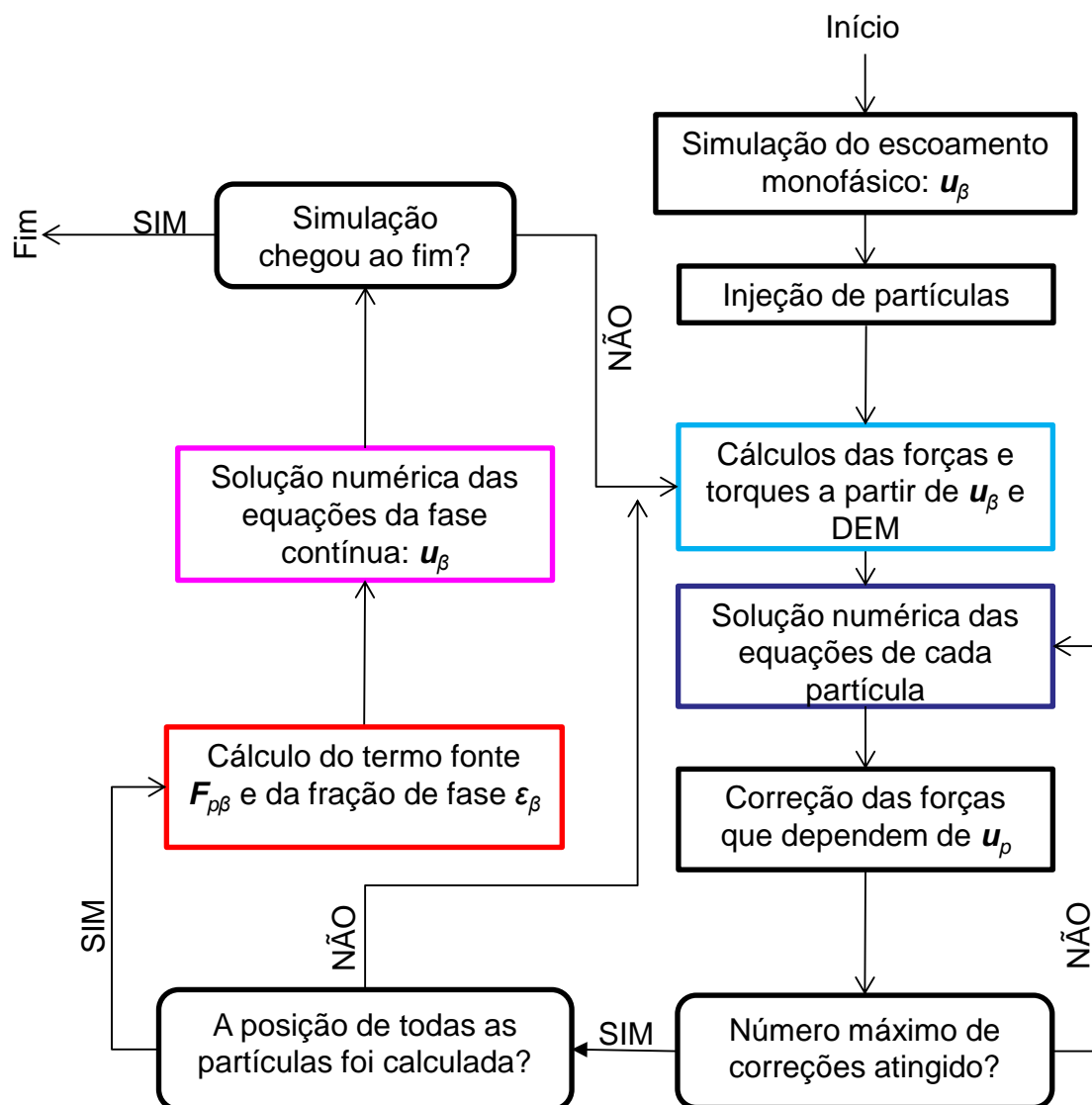
Após o cálculo do campo de velocidade do fluido, ocorre a injeção de partículas, como é descrito na Seção 4.4. Conhecendo-se \mathbf{u}_β , é realizado o cálculo das forças e dos torques a partir das correlações descritas na Tabela 4.1 além do cálculo da posição final $\mathbf{x}_{p[j]}$, da velocidade $\mathbf{u}_{p[j]}$ e da velocidade angular $\boldsymbol{\omega}_{p[j]}$ como descrito nas Equações (4.20), (4.21) e (4.22). Caso ocorra contato entre partículas ou entre partículas e superfícies, recorre-se ao Método dos Elementos Discretos para a determinação das forças e dos torques de colisão e de atrito, de acordo com as instruções da Seção 4.2.

Ressalta-se que as expressões para as forças e os torques descritos na Tabela 4.1 são funções implícitas, dependendo do valor da velocidade da partícula $\mathbf{u}_{p[j]}$. Logo, é aplicada uma rotina de correção para a aceleração $\mathbf{a}_{pF[j]}$, Equação (4.8), em função dos novos valores de $\mathbf{u}_{p[j]}$. O processo corretivo é implementado um número predeterminado de iterações para todas as partículas contidas no domínio computacional. Quando a rotina de correção é concluída, e os valores de $\mathbf{x}_{p[j]}$, $\mathbf{u}_{p[j]}$ e $\boldsymbol{\omega}_{p[j]}$ de todas as partículas tiverem sido apropriadamente computados e corrigidos, ocorre o cálculo da fração volumétrica de fluido e os termos fontes de acoplamento de fase ε_β^{np} , \mathbf{s}_{DPM}^{np} e \mathbf{f}_{DPM}^{np} , em cada volume de controle da malha computacional. Tendo conhecimento de tais valores, a solução do escoamento é realizada via método dos Volumes Finitos fazendo uso do método de correção da pressão (*Pressure-Based Solver*) de forma segregada (Chorin, 1968).

No presente trabalho, os gradientes são computados através do método dos mínimos quadrados baseado no centro do volume de controle computacional (*Least Squares Cell-Based*) fazendo uso do processo de Gram-Schmidt (Anderson e Bonhus, 1994). Os termos advectivos (quantidade de movimento e fração volumétrica) são analisados por meio do método *UPWIND* de segunda ordem (Patankar, 1980), sendo assim possível reduzir os efeitos da falsa difusão em regiões onde o escoamento é acelerado (Versteeg e Malalasekera, 1995). Já o campo de pressão da fase contínua P_β [Pa] é determinado com base nos componentes da velocidade $u_{\beta,x}$ e $u_{\beta,y}$ aplicando o método de acoplamento *PC-*

SIMPLE (Phase-coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) (Vasquez e Janov, 2000), que é uma adaptação do acoplamento pressão-velocidade *SIMPLE* (Patankar e Spalding, 1972) para escoamentos multifásicos.

Figura 4.2: Fluxograma de solução para os métodos acoplados DDPM-DEM.



Fonte: Adaptado de Poletto (2017).

4.4 INJEÇÃO DE PARTÍCULAS

Na Tabela 4.2 são apresentados os parâmetros numéricos envolvidos com o processo de injeção de partículas, consistindo em propriedades inerentes a partículas ou características essencialmente numéricas.

Tabela 4.2: Propriedades e parâmetros para o processo de injeção de partículas.

Parâmetro	Símbolo	Unidade
Massa específica	ρ_p	[kg/m ³]
Diâmetro	d_p	[m]
Posição da superfície de injeção	l_{IP}	[m]
Comprimento da superfície de injeção	h_{IP}	[m]
Número de pontos de injeção	n_{IP}	[-]
Espaçamento dos pontos de injeção	e_{IP}	[m]
Tempo de injeção	t_{IP}	[s]
Passo de tempo de injeção	$\Delta t_{p,IP}$	[s]
Velocidade de injeção	$u_{p,IP}$	[m/s]
Vazão mássica de injeção	$\dot{m}_{p,IP[j]}$	[kg/s]

Fonte: Elaboração própria.

As partículas são injetadas no domínio com velocidade $u_{p,IP}$ [m/s] referente à velocidade máxima do fluido em canal de seção transversal retangular, como apresentado na Equação (4.44), já que a solução numérica do problema é mais estável se as partículas forem desaceleradas pelo fluido (Barbosa, 2015a). Já a vazão mássica de partículas $\dot{m}_{p,IP[j]}$ [kg/s], que é descrita na Equação (4.45), estabelece a quantidade de partículas com massa m_p [kg] inseridas a cada passo de tempo de injeção Δt_{IP} [s] através dos n_{IP} pontos de injeção.

$$u_{p,IP} = \frac{3}{2} \bar{u}_{\beta,CH,i} e_y \quad (4.44)$$

$$\dot{m}_{p,IP[j]} = \frac{n_{IP}}{\Delta t_{IP}} \rho_p \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_{p[j]}}{2} \right)^3 \quad (4.45)$$

A partir da vazão mássica de partícula, pode-se definir a concentração de sólidos na injeção $\lambda_{p,IP[j]}$ [m³/m².s], definida na Equação (4.46) em função da largura h_{CH} e da profundidade e_{FR} do canal vertical.

$$\lambda_{p,IP[j]} = \frac{\dot{m}_{p,IP[j]}}{\rho_{p[j]} h_{CH} e_{FR}} \quad (4.46)$$

Para a injeção de partículas deve-se garantir que não haja sobreposição. Existe, portanto uma restrição para o passo de tempo de injeção, o qual ocorre sobreposição entre uma partícula injetada no instante $n+1$ com a injetada no instante anterior n . Deve-se satisfazer a Equação (4.47).

$$\Delta t_{IP} > \frac{d_{p[j]}}{|\mathbf{u}_{p,IP}|} \quad (4.47)$$

Além da restrição de injeção relacionada com Δt_{IP} , existe um número máximo de partículas a serem injetadas simultaneamente para evitar a sobreposição de partículas na direção x . Tal número é obtido através da razão entre o diâmetro das partículas ($d_{p[i]}$) e o comprimento da superfície de injeção (h_{IP}).

4.5 SÍNTESE DO CAPÍTULO 4

Neste capítulo foi exibido o método numérico empregado para a simulação de escoamento líquido-sólido em canal fraturado. O método DDPM foi apresentado como uma possibilidade para a simulação de escoamentos densos, podendo ser acoplado ao DEM para calcular as forças e os torques de contato referentes a colisão das partículas entre si e com superfícies. Utiliza-se o modelo viscoelástico linear para a força de colisão e do modelo de atrito de Coulomb para as forças de atrito e foi apresentado o fluxograma de solução do DDPM-DEM. O DDPM-DEM possibilita a simulação de uma quantidade de partícula que seja suficiente para o preenchimento da fratura. São descritos os aspectos do DDPM-DEM como as equações na forma discreta e as formas de calcular os termos de acoplamento. E finalmente, o procedimento iterativo de solução é apresentado em forma de fluxograma.

5 RESULTADOS DE VERIFICAÇÃO

No presente capítulo são apresentados resultados de verificação para escoamento bifásico composto por fluido de lei de potência e partículas sólidas. Os testes propostos são sintetizados na Tabela 5.1, sendo que cada um apresenta um objetivo único de avaliar a solução numérica obtida através DDPM-DEM, avaliando a aplicabilidade do modelo numérico discutido no Capítulo 4.

Tabela 5.1: Problemas de verificação.

Problema de verificação	Referência	Seção
Velocidade terminal da partícula em fluido newtoniano	Mordant e Pinton (2000)	5.1
Colisão normal de partícula	Gondret et. al. (2002)	5.2
Colisão oblíqua em parede rugosa	Di Renzo e Di Maio (2004)	5.3
Escoamento líquido-sólido em canal horizontal com formação de leito particulado	Pereira et al. (2017)	5.4
Escoamento monofásico de fluido de lei de potência	Chhabra (1999)	5.5
Escoamento líquido-sólido de fluido de lei de potência em canal vertical	Pereira (2019)	5.6

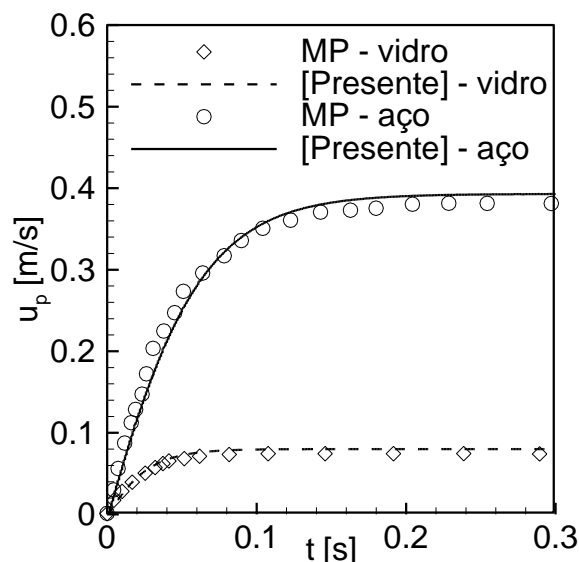
Fonte: Elaboração própria.

5.1 VELOCIDADE TERMINAL DE PARTÍCULA

Reproduzindo-se os resultados da literatura para a velocidade terminal tem-se como objetivo avaliar o cálculo das forças de interação fluido-partícula. O experimento consiste em abandonar do repouso uma partícula imersa em fluido newtoniano (água) e determinar a curva de velocidade em função do tempo. A velocidade terminal é atingida em virtude da equiparação do somatório de forças de natureza fluido-partícula (e.g. arrasto, massa virtual e gradiente de pressão) com as de corpo (e.g. peso e empuxo). Os ensaios numéricos de velocidade terminal reproduziram através do DDPM-DEM os resultados experimentais de Mordant e Pinton (2000). Na Figura 5.1 é apresentado a verificação para partícula, de vidro com $d_p=0,5$ mm e $\rho_p=2560$ kg/m³ e aço, cujas propriedades são $d_p=1,0$ mm e $\rho_p= 7850$ kg/m³. Ambas imersas em água com viscosidade

dinâmica $\mu_\beta=1,003$ mPa.s e massa específica $\rho_\beta= 997$ kg/m³. Pode-se observar que o DDPM possui capacidade para calcular a velocidade terminal independente a variação do diâmetro d_p e de ρ_p .

Figura 5.1: Comparação de resultados experimentais de Mordant e Pinton (2000), denotados por MP, para a velocidade terminal de partículas esféricas de vidro ($d_p=0,5$ mm e $\rho_p=2560$ kg/m³) e de aço ($d_p=1$ mm e $\rho_p= 7850$ kg/m³) em água ($\mu_\beta=1,003$ mPa.s e $\rho_\beta=997$ kg/m³).



Fonte: Adaptado de Mordant e Pinton (2000).

Resultados adicionais da replicação do trabalho de Mordant e Pinton (2000) são apresentados na Tabela 5.2, sendo reproduzidos satisfatoriamente para o cálculo da velocidade terminal de uma partícula esférica em um fluido newtoniano através do DDPM.

Tabela 5.2: Comparação de resultados para a velocidade terminal de partículas esférica imersa em água.

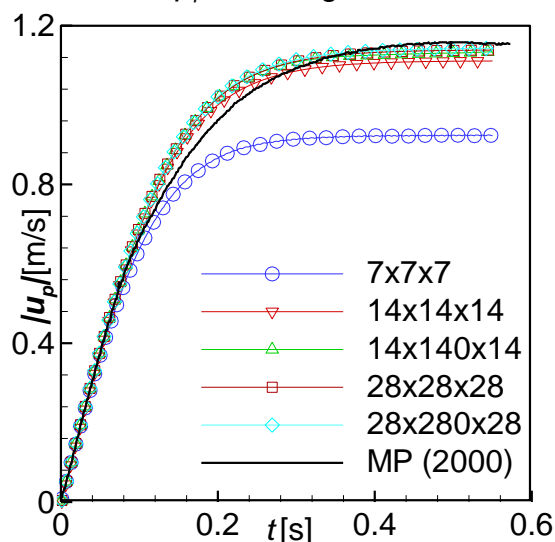
d_p	0,5	1,5	2	0,8	1	2	3	4	6
ρ_p	2560	2560	2480	7710	7850	7670	7800	7700	7750
Mordant e Pinton (2000)	$7,410 \cdot 10^{-2}$	0,218	0,271	0,316	0,383	0,636	0,813	0,973	1,158
[Presente]	0,0789	0,222	0,274	0,325	0,381	0,632	0,814	0,943	1,158

Fonte: Adaptado de Mordant e Pinton (2000).

Ainda utilizando o trabalho de Mordant e Pinton (2000) como referência, é analisado o efeito do tamanho do volume de controle da malha em relação ao

diâmetro da partícula sobre a velocidade terminal para partículas de $d_p=6$ mm e $\rho_p=7750$ kg/m³. Os resultados apresentados na Figura 5.1. Percebe-se que a curva de velocidade da malha uniforme de 7 mm diverge dos resultados experimentais, indicando que o método tem limitações quanto ao tamanho dos volumes de controle em relação ao diâmetro da partícula. Por outro lado, para a malha uniforme de 14 mm, para a malha não uniforme alongada na direção do vetor gravidade de 14x140x14 mm, para a uma malha uniforme de 28 mm e uma malha não uniforme de 28x280x28 mm os resultados estão em conformidade com as medidas experimentais.

Figura 5.2: Influência do tamanho da malha na velocidade terminal de $d_p=6$ mm e $\rho_p=7750$ kg/m³.



Fonte: Elaboração própria.

Diferente de simulações de escoamentos monofásicos nos quais, em geral, a solução torna-se mais precisa à medida que a malha é refinada, o comportamento do teste da malha de escoamento particulado é antagônico, de forma que o volume da célula deve ser maior que o das dimensões da partícula, para que o valor da fração volumétrica de sólidos ϵ_p seja maior que 0. Esta particularidade pode ser um empecilho da utilização do DDPM, pois para atender a restrição da dimensão das partículas a malha utilizada pode não ser adequada para a solução do campo de velocidades do fluido (Poletto et. al., 2017).

5.2 COLISÃO NORMAL DE PARTÍCULA

Para avaliar a capacidade do DEM em realizar o cálculo da força de colisão são reproduzidos os resultados do trabalho de Gondret et. al. (2002), que obteve resultados experimentais para a velocidade u_p [m/s] em função do tempo de uma partícula esférica colidindo normalmente a uma parede. Na Tabela 5.3 são apresentados os parâmetros utilizados para o experimento e para a simulação da colisão de uma partícula esférica de Teflon imersa no ar.

Tabela 5.3: Parâmetros para colisão normal em parede.

Parâmetro	Símbolo	Valores	Unidade
Diâmetro da partícula	d_p	6,0	mm
Massa específica da partícula	ρ_p	2150 (Teflon)	kg/m ³
Constante de rigidez	k_n	375	N/m
Coeficiente de restituição	e_{p-w}	0,8	-
Passo de tempo da partícula	Δt_p	$2 \cdot 10^{-5}$	s
Passo de tempo do fluido	Δt_β	$2 \cdot 10^{-4}$	s
Massa específica do fluido	ρ_β	$1,20 \cdot 10^{-3}$	kg/m ³
Viscosidade do fluido	μ_β	$1,85 \cdot 10^{-2}$	mPa.s
Dimensão do volume de controle da malha	l_{NC}	$2 \cdot d_p$	m

Fonte: Elaboração própria

Para a simulação considera-se coeficientes de restituição diferentes determinados experimentalmente para cada colisão, como mostrado na Tabela 5.3. Além disso, observa-se que a restrição em relação à dimensão da malha, discutida na Seção 5.1 é respeitada. Na Figura 5.3 é realizada a comparação entre os resultados experimentais de Gondret et. al. (2002) para a velocidade da partícula u_p . Nota-se que a partícula experimenta variação abrupta de velocidade nos instantes em que ocorre colisão, havendo concordância entre os resultados experimentais e os numéricos obtidos através do *DEM*.

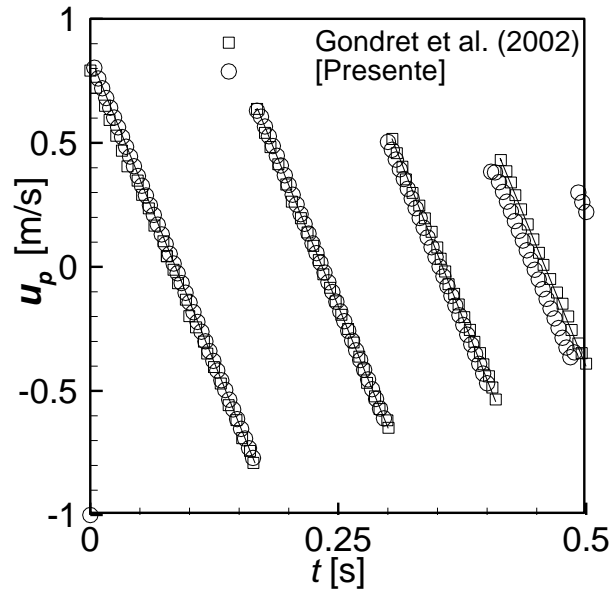


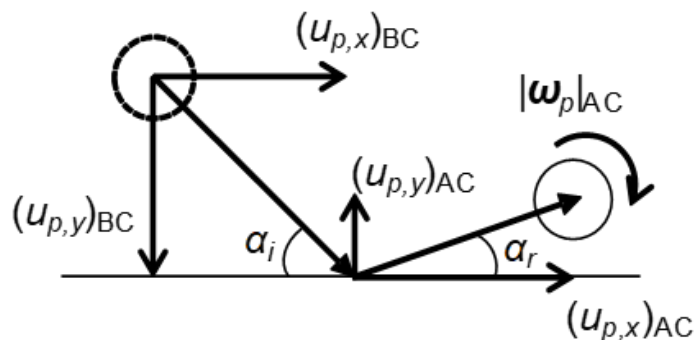
Figura 5.3: Reprodução de resultados experimentais Gondret et al. (2002) para uma partícula esférica ($d_p=6,0$ mm) de Teflon ($\rho_p=2150$ kg/m³) colidindo normalmente a uma parede.

5.3 COLISÃO OBLÍQUA EM PAREDE RUGOSA

Para analisar a capacidade do *DEM* em calcular as forças de colisão normal (F_n) e de atrito tangencial (F_t), é validado o problema de colisão oblíqua de uma partícula em parede rugosa, a qual apresenta movimento rotacional após a colisão. Portanto, considera-se o problema de uma partícula esférica, inicialmente sem rotação e aproximando-se de uma parede com um ângulo de incidência α_i . A colisão inelástica ocorre obliquamente com uma superfície rígida e rugosa, cuja reflexão ocorre com um ângulo α_r , que é inferior a α_i . A colisão é esquematizada na Figura 5.4, sendo que os componentes da velocidade são denotados por $u_{p,x}$ [m/s] e $u_{p,y}$ [m/s], sendo referenciados pelos subscritos *BC* e *AC* respectivamente nos instantes que antecedem (*BC*) e sucedem (*AC*) a colisão. Durante a colisão, a força F_t atua no sentido de instaurar o movimento de rotação na partícula, caracterizado pela velocidade angular $|\omega_p|_{AC}$ [1/s]. O ângulo de reflexão α_r é calculado através da Equação (5.1) em função dos componentes de velocidade $u_{p,y}$ e $u_{p,x}$.

$$\alpha_r = \arctg \left(\frac{(u_{p,y})_{AC}}{(u_{p,x})_{AC}} \right) \quad (5.1)$$

Figura 5.4: Representação da colisão oblíqua em superfície rugosa.

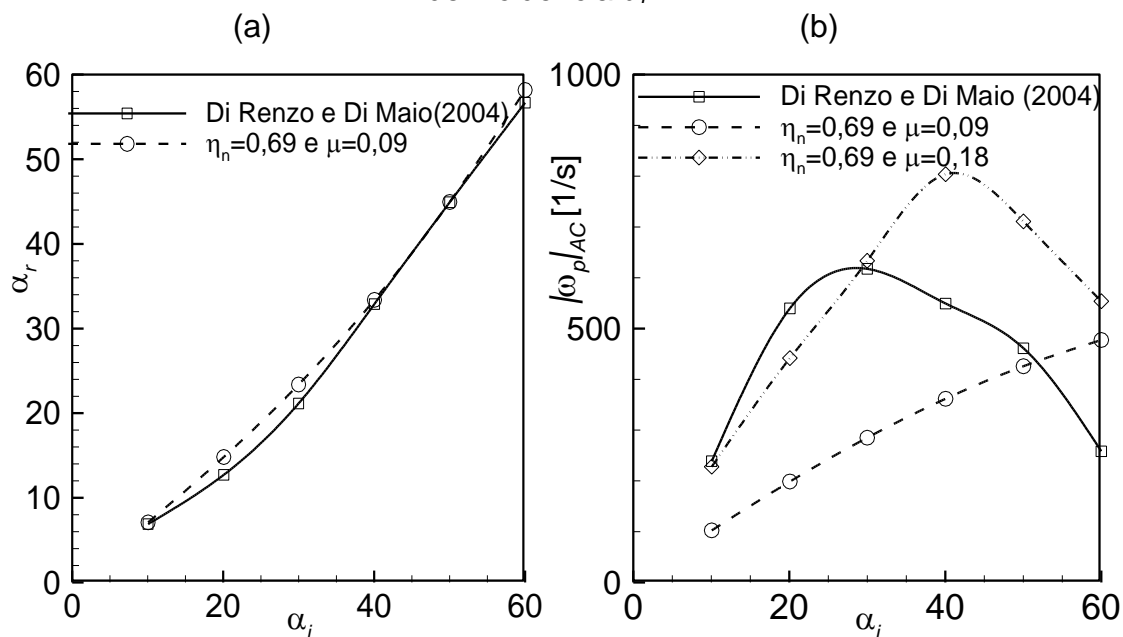


Fonte: Adaptado de Poletto et al. (2017).

Buscou-se reproduzir numericamente o trabalho de Di Renzo e Di Maio (2004), no qual uma partícula com diâmetro $d_p=5,0$ mm e massa específica $\rho_p=4000$ kg/m³ colide com um ângulo de incidência α_i e sem rotação em uma superfície rígida e rugosa. Para a simulação, o coeficiente de restituição do par partícula-parede é considerado como $e_{p-w}=0,69$ e o coeficiente de atrito deslizamento como $\mu_g=0,09$. A comparação dos resultados experimentais para α_r em função de α_i que foram levantados por Di Renzo e Di Maio (2004) com os resultados numéricos do presente trabalho obtidos para α_r em função de α_i é apresentada na Figura 5.5 (a), sendo notável a capacidade do *DEM* no cálculo do ângulo de reflexão.

A curva do módulo da velocidade angular após a colisão $|\omega_p|_{AC}$ em função de α_i levantada experimentalmente por Di Renzo e Di Maio (2004) é apresentada na Figura 5.5 (b). Percebe-se que $|\omega_p|_{AC}$ tende a crescer até aproximadamente $\alpha \approx 30^\circ$. Os resultados numéricos para $e_{p-p}=0,69$ são considerados para dois valores do coeficiente de atrito de deslizamento: $\mu_g=0,09$, o qual não apresenta similaridade com os valores experimentais de $|\omega_p|_{AC}$; e $\mu_g=0,18$, o qual reproduz o comportamento da curva experimental apenas para $\alpha_i < 30^\circ$. Apesar do cálculo da rotação derivado da colisão em uma superfície não apresentar concordância entre resultados numéricos e experimentais, os resultados indicam que o coeficiente de atrito dinâmico pode ser empregado como parâmetro de ajuste para o cálculo de $|\omega_p|_{AC}$ sem que haja prejuízo à computação de α_r .

Figura 5.5: Reprodução de resultados experimentais de Di Renzo e Di Maio (2004) para a colisão oblíqua de partícula ($d_p=5$ mm e $\rho_p=4000$ kg/m³) contra superfície rugosa: (a) ângulo de reflexão α_r em função do ângulo de incidência α_i ; (b) módulo da velocidade angular $|\omega_p|_{AC}$ após a colisão em função do ângulo de incidência α_i .



Fonte: Adaptado de Di Renzo e Di Maio (2004).

5.4 ESCOAMENTO LÍQUIDO SÓLIDO EM CANAL HORIZONTAL

Com a finalidade de observar a formação e as características do leito de partículas em escoamentos densos, será realizado um teste para simulação numérica do escoamento líquido sólido com fluido newtoniano em canal horizontal, reproduzindo-se numericamente (DDPM-DEM) os resultados experimentais de Pereira et al. (2017). Os dados utilizados para a análise experimental e para a simulação numérica são apresentados na Tabela 5.4.

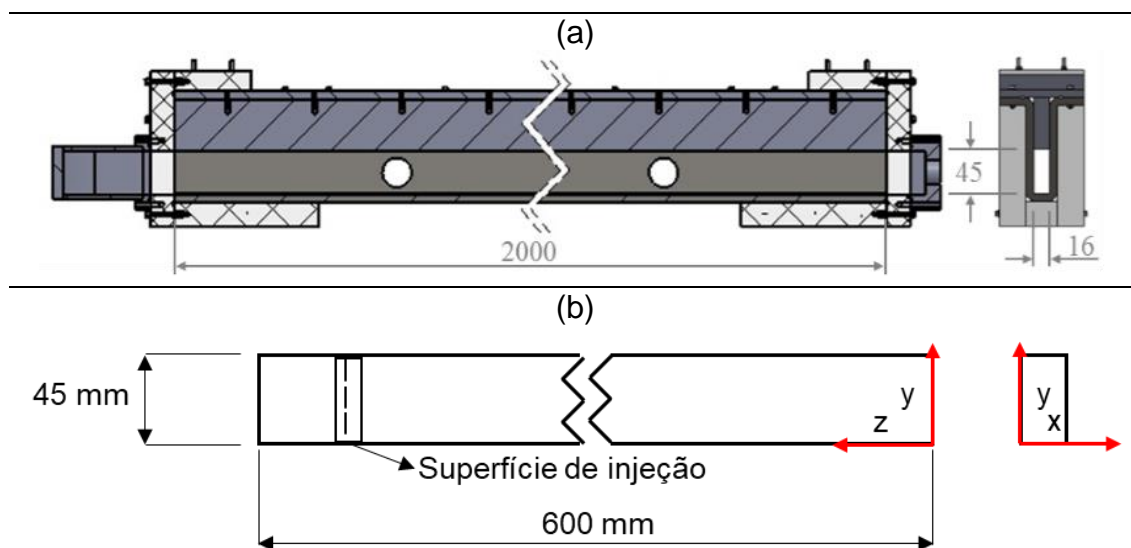
Tabela 5.4: Parâmetros experimentais e numéricos para o escoamento líquido-sólido em canal horizontal.

Parâmetros		Experimental		Numérico
Viscosidade do fluido	μ_β		$1,95 \cdot 10^{-2}$	Pa.s
Massa específica do fluido	ρ_β		1181	kg/m ³
Número de Reynolds no canal	Re		150	
Massa específica da partícula	ρ_p	1500-1600	1600	kg/m ³
Diâmetro da partícula	d_p	0,8-1,2	1	mm
Concentração de sólidos	ε_p	2%	-	
Passo de tempo do fluido	Δt_β	-	$2 \cdot 10^{-2}$	s
Passo de tempo da partícula	Δt_p	-	$4 \cdot 10^{-4}$	s

Fonte: Adaptado de Pereira et. al. (2017).

A representação da seção de testes utilizada por Pereira é apresentada na Figura 5.6 (a). O domínio numérico simplificado para a geometria do problema é ilustrado na Figura 5.6 (b) junto a seus eixos de coordenadas, sendo que a injeção de partículas é realizada a 100 mm da entrada do canal.

Figura 5.6: Canal horizontal para estudo do escoamento líquido-sólido: (a) seção de testes utilizada por Pereira (2017); (b) domínio numérico simplificado.

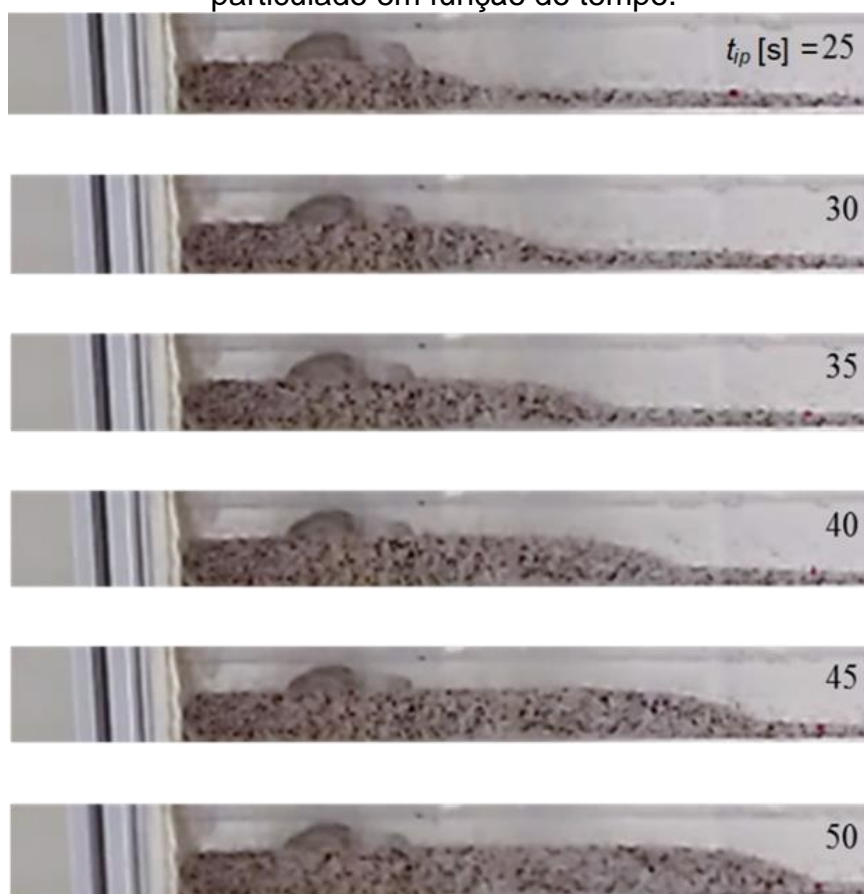


Fonte: Adaptado de Pereira (2017).

Na Figura 5.7 são apresentados os resultados experimentais do escoamento líquido sólido em canal horizontal obtidos por Pereira et. al. (2017) ao longo de 50 segundos de experimento, considerando o número de Reynolds $Re=150$ no canal. Observa-se que a partir de certo instante, $t_{IP}=25$ s, a altura do leito permanece inalterada, sendo perceptível apenas o processo de aumento do comprimento.

É realizado teste de malhas para o número de volumes de controle nas coordenadas em y e z, com a intenção de verificar o efeito na altura do leito. Além disso, é testada a utilização da condição de contorno de simetria nas superfícies normais ao eixo x (Figura 5.6), fazendo uso de referencial euleriano bidimensional para o escoamento. Em tal contexto, na direção x tem-se um único volume de controle cujo comprimento é variado para analisar a sensibilidade nas características do leito. A configuração de cada malha é apresentada na Tabela 5.5. O número de pontos de injeção para cada configuração é determinado para que a concentração mássica de sólidos em todos os casos seja de 2%.

Figura 5.7: Resultados experimentais para a formação de leito particulado em função do tempo.



Fonte: Adaptado de Pereira et al. (2017).

Tabela 5.5: Testes de malha para escoamento bifásico líquido-sólido para canal quadrado horizontal.

Configuração	Comprimento do volume de controle em x [m]	Número de divisões em y	Número de divisões em z	Números de pontos de injeção
1	0,003	45	50	20
2	0,003	35	50	20
3	0,003	55	50	20
4	0,002	45	50	13
5	0,004	45	50	26
6	0,003	45	100	20
7	0,003	45	10	20

Fonte: Elaboração própria.

Devido ao elevado tempo de simulação, entre 15 e 20 dias, os resultados para o escoamento líquido-sólido reproduzido numericamente para cada uma das configurações são apresentados para o instante $t_P=25$ s. A formação do leito de partículas e o campo de velocidade é ilustrado na Figura 5.8.

Não foram notadas diferenças significativas através da variação do número de divisões na direção y , como mostrado para as configurações 2 e 3. Para a configuração 6, o leito de partículas se assemelha ao leito formado no estudo experimental, e a configuração 7 apresenta o resultado mais discrepante.

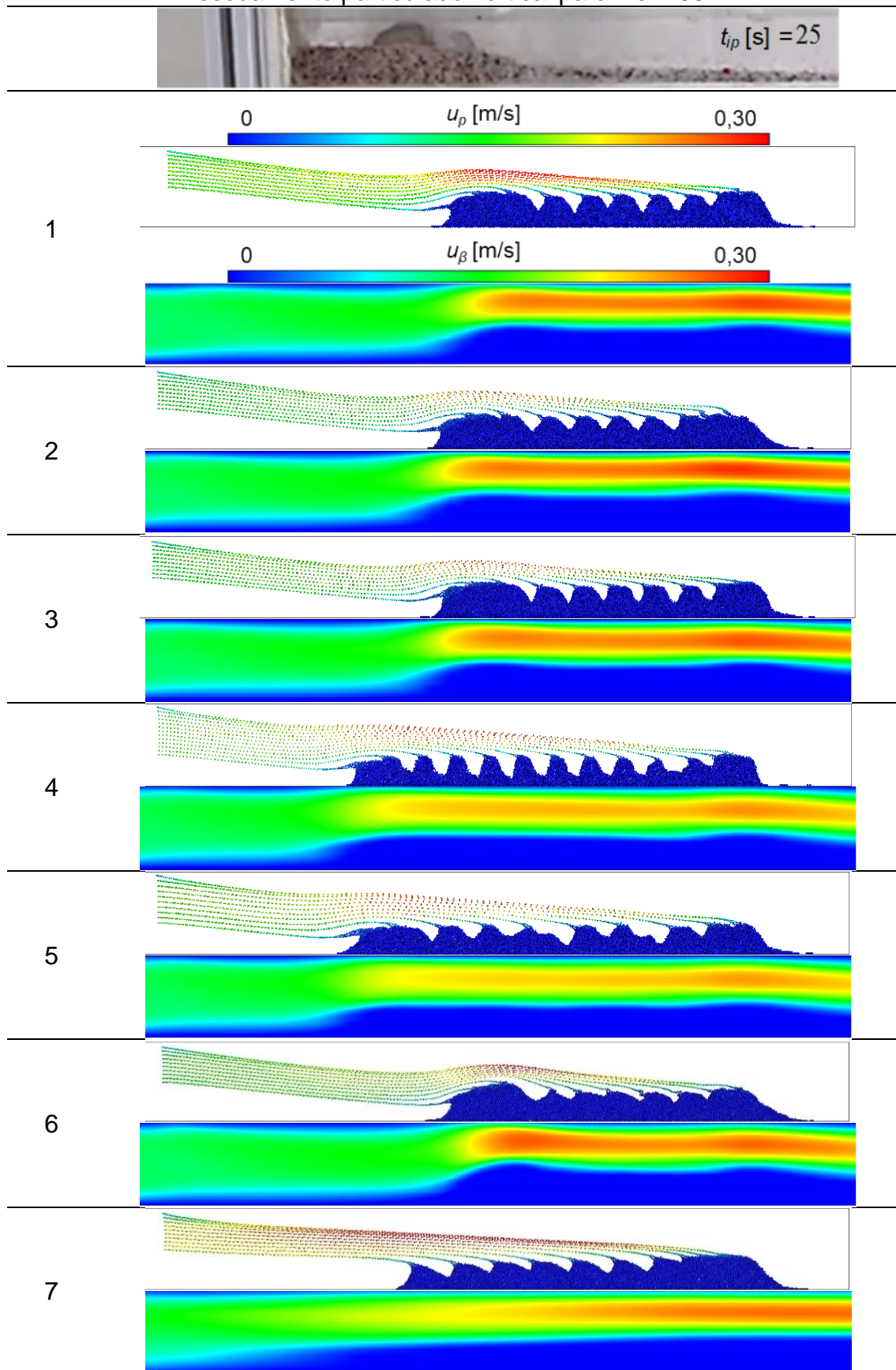
Para as variações do comprimento do elemento unitário em x , configurações 4 e 5, os leitos de partículas são formados de maneiras diferentes. A partir de 3mm não são observadas diferenças nas características do leito.

Para ambas as variações do comprimento do elemento unitário em x , o leito de partículas teve dificuldades de ser constituído, além de ser perceptível a baixa velocidade do fluido nestes casos, devido à baixa altura do leito formado que não restringe a área de passagem do fluido. Por fim, para a configuração 6, o leito de partículas se assemelha ao leito formado no estudo experimental, e a configuração 7 apresenta o resultado mais discrepante.

O escoamento líquido-sólido é reproduzido numericamente utilizando os métodos acoplados DDPM-DEM, os resultados numéricos são comparados com os experimentais no momento $t_{IP}=25s$. São perceptíveis as diferenças na forma do leito dos resultados numéricos para os experimentais, devido a maneira com as partículas adentram o canal horizontal.

Pode-se concluir que o parâmetro mais influente para o processo de formação de leito de partículas é o número de divisões na direção z (direção do escoamento) A condição de contorno de simetria se apresentou como uma alternativa válida para a redução de tempo de simulação do fenômeno de formação de leito de partículas.

Figura 5.8: Resultados numéricos para a u_p e u_β para o teste de malhas de escoamento particulado vertical para $Re=150$.



Fonte: Elaboração própria.

5.5 ESCOAMENTO MONOFÁSICO DE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA

Com o intuito de avaliar a capacidade do software ANSYS FLUENT® 19.2 em realizar simulações para escoamentos monofásicos de fluido de lei de potência. Será realizada uma validação de perfis de velocidade para diferentes índices de potência obtidos analiticamente pela equação para velocidade de fluido de lei de potência escoando em tubo circular descrita por Chhabra (1999), que está descrita na Equação (5.2). As propriedades do teste de verificação são apresentados na Tabela 5.6.

$$u_{\beta} = \left(\frac{n}{n+1} \left(\frac{-\Delta p_{\beta}}{kL} \cdot \left(\frac{R}{2} \right)^{\frac{1}{n}} \right) R \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right) \right) \quad (5.2)$$

Na Equação (5.2) tem-se que u_{β} [m/s] é a velocidade axial do fluido no canal horizontal, k [Pa.sⁿ] é o índice de consistência, n [-] é o índice de potência, Δp_{β} [Pa] é a diferença de pressão, L [m] é o comprimento e r [m] é o raio, sendo R [m] o raio máximo canal horizontal.

Tabela 5.6: Parâmetros numéricos para o escoamento monofásico de fluido de lei de potência em canal horizontal.

Parâmetro	Símbolo	Valores	Unidade
Massa específica do fluido	ρ_{β}	1000	kg/m ³
Gradiente de pressão	$\Delta P/L$	9810	Pa/m
Índice de potência	n	0,57; 0,75; 0,95	-
Raio do tubo	r_t	0,002	m
Índice de consistência	K	1,47	Pa.s ⁿ

Fonte: Elaboração própria.

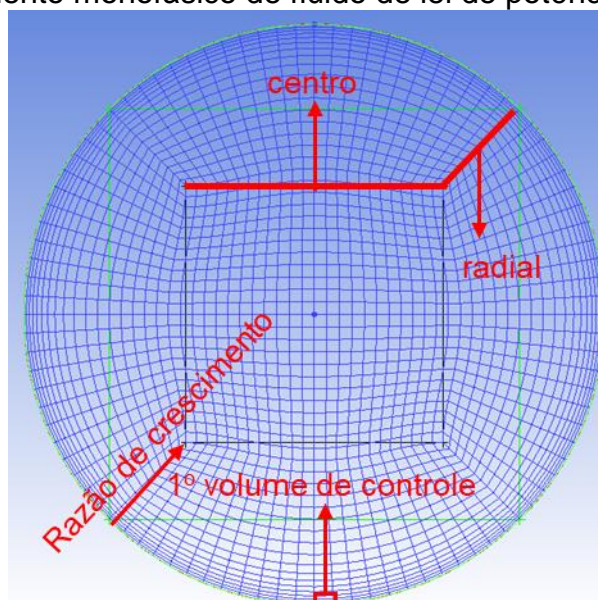
A partir da equação constitutiva para fluidos não newtonianos de lei de potência descrita por Chhabra (1999), é analisado o efeito do tamanho da malha sobre o perfil de velocidades para fluido com $\rho=1000$ kg/m³; $k=1,47$ Pa.sⁿ e $n=0,4$. A determinação dos parâmetros de cada malha é descrita na Tabela 5.7, enquanto um exemplo de uma malha construída através do software Ansys ICEM CFD é apresentada na Figura 5.9.

Tabela 5.7: Configuração de malhas utilizadas para simulação do escoamento monofásico de fluido de lei de potência.

Configuração	Divisão radial	Divisões no centro	1º volume de controle (mm)	Razão de crescimento
1	3	5	0,00075	1,5
2	10	12	0,0005	1,5
3	13	16	0,0005	1,5
4	18	20	0,0005	1,5
5	18	20	0,00025	1,2
6	18	32	0,000125	1,2

Fonte: Elaboração própria.

Figura 5.9: Características das malhas estruturadas para simulação de escoamento monofásico de fluido de lei de potência.



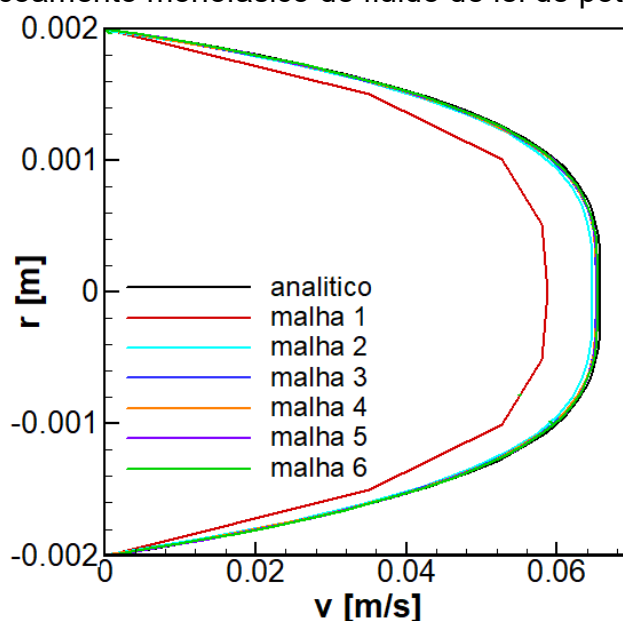
Fonte: Elaboração própria.

Os resultados são apresentados na Figura 5.10. É notável que a curva para o perfil de velocidade da malha 1 diverge da resposta analítica. Já as malhas 2, 3, 4, 5, e 6 demonstram concordância com o resultado esperado, concluindo que o software possui capacidade para simular escoamento monofásico de fluido não newtoniano de lei de potência.

Os perfis de velocidades para três índices de potência diferentes $n=(0,57; 0,75; 0,95)$, mantendo os demais parâmetros da Tabela 5.6 constantes, foram obtidos numericamente através do método de volumes finitos. Em seguida foram comparados com os perfis de velocidades analíticos utilizando a Equação (5.2) e com os resultados numéricos determinados por Eesa (2009), como

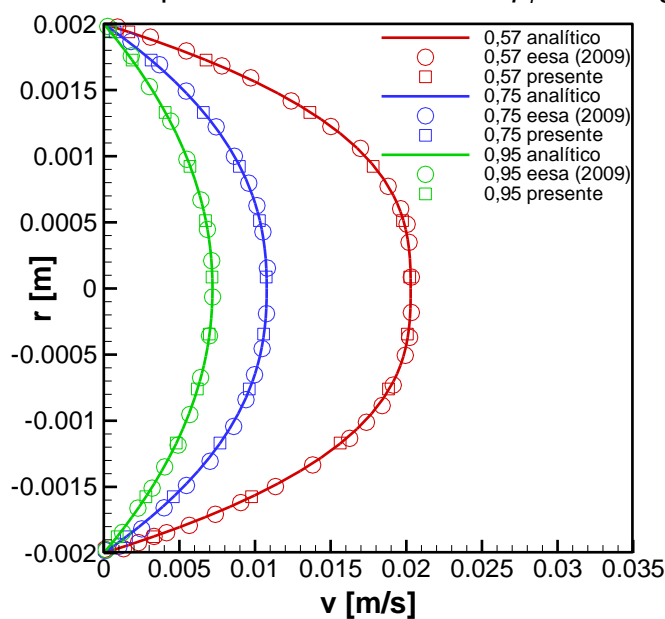
apresentado na Figura 5.11. Percebe-se que os perfis de velocidade calculados de maneira numérica não apresentaram variação e coincidiram com o perfil teórico, reproduzindo satisfatoriamente o escoamento monofásico de fluido de lei de potência.

Figura 5.10: Influência do tamanho da malha no perfil de velocidades no escoamento monofásico de fluido de lei de potência.



Fonte: Elaboração própria.

Figura 5.11: Comparação da solução analítica de Chhabra (1999) e resultados numéricos de Eesa (2009) para escoamento de fluido de lei de potência em canal cilíndrico para $\Delta P/L=9810 \text{ Pa/m}$ e $\rho_\beta=1000 \text{ kg/m}^3$.



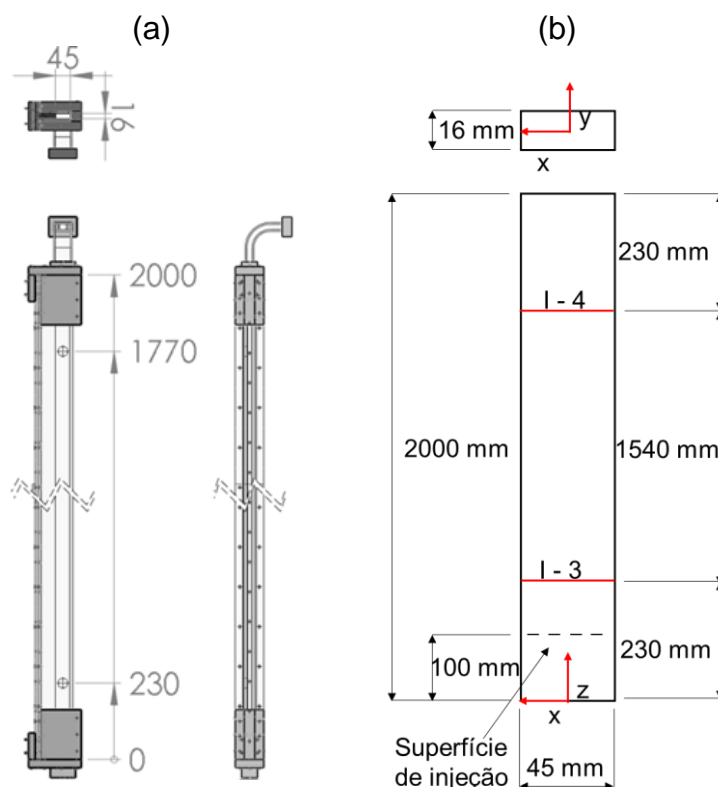
Fonte: Elaboração própria.

5.6 ESCOAMENTO LÍQUIDOS-SÓLIDO DE FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA EM CANAL VERTICAL

Os experimentos realizados por Pereira (2019), cujo trabalho compreende em analisar experimentalmente escoamento vertical ascendente bifásico líquido-sólido com fluido não newtoniano, são reproduzidos numericamente através do modelo híbrido DDPM-DEM. Pereira (2019) realizou variações para os índices de potência e de consistência do fluido utilizado, para a concentração mássica de partículas no escoamento, para o número de Reynolds no canal vertical e para o diâmetro da partícula.

A seção de testes possui características como mostrado na Figura 5.12 (a). Utilizando programa de desenho auxiliado por computador (CAD), foi gerado o modelo numérico tridimensional da seção de testes, apresentado na Figura 5.12 (b). Monitores de pressão são posicionados nos mesmos pontos dos transmissores de pressão relativa do aparato a fim de gerar parâmetros de comparação entre os dois resultados.

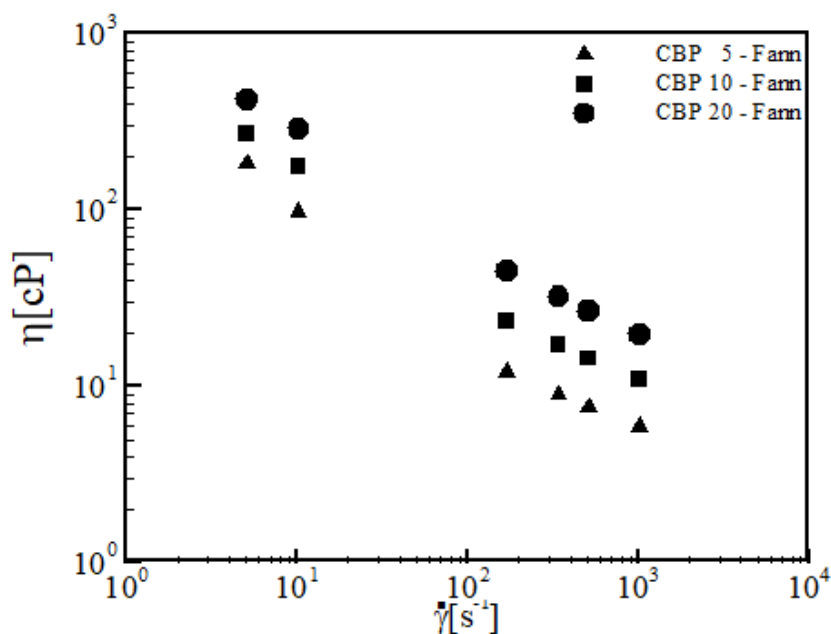
Figura 5.12: Canal vertical para estudo do escoamento líquido-sólido: (a) seção de testes de Pereira (2019); (b) domínio numérico simplificado.



Fonte: Adaptado de Pereira (2019).

No presente trabalho dois tipos de fluidos foram utilizados: uma mistura de água com glicerina (GLI10), representando fluido newtoniano, e uma mistura de água e Carbopol (CBP5, CBP10, CBP20), representando fluido não newtoniano, que para o presente trabalho será considerado como um fluido de lei de potência. Para o fluido não newtoniano, foram formulados três fluidos com concentrações diferentes de Carbopol, tendo suas curvas de viscosidade aparente em função da taxa de deformação no viscosímetro rotacional Fann 35A caracterizadas na Figura 5.13.

Figura 5.13: Viscosidade aparente em função da concentração de aditivo Carbopol (CBP).



Fonte: Adaptado de Pereira (2019).

São avaliados os efeitos das características reológicas do fluido (índices de potência e de consistência) e número de Reynolds no canal vertical, como indicado na Tabela 5.8. Todos os casos são simulados com concentração mássica de partículas de 2%, diâmetro de partícula $d_p=1,0$ mm e massa específica da partícula $\rho_p=1600$ kg/m^3 . As características do fluido de lei de potência presentes na Tabela 5.8 são determinadas para uma aproximação de fluido de lei de potência com viscosidade na taxa de deformação de 1000 s^{-1} medida no viscosímetro FANN A35 por Pereira (2019).

O gradiente de pressão no canal dividido pelo comprimento é medido como descreve a Equação (5.3). A pressão medida na superfície I-3 em [kPa] é

P_{I-3} , enquanto P_{I-4} seria a pressão medida na superfície I-4 em [kPa], comprimento L é a distância entre os pontos I-3 e I-4, medido em [m].

Tabela 5.8: parâmetros de variação para escoamento bifásico líquido-sólido em tubo vertical.

Configuração	Fluido	η_β [cP]	ρ_β [kg/m ³]	n [-]	k [Pa.s ⁿ]	Re
1	GLI 10	10	1178	1	-	200
2	CBP 10	10	1020	0,714	0,0700	200
3	CBP 5	5	1019,6	0,828	0,0196	100
4	CBP 10	10	1020	0,714	0,0700	100
5	CBP 20	20	1020,2	0,616	0,2620	100
6	CBP5	10	1020	0,714	0,0700	150

Fonte: Adaptado de Pereira (2019).

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{P_{I-3}}{L} - \frac{P_{I-4}}{L} \quad (5.3)$$

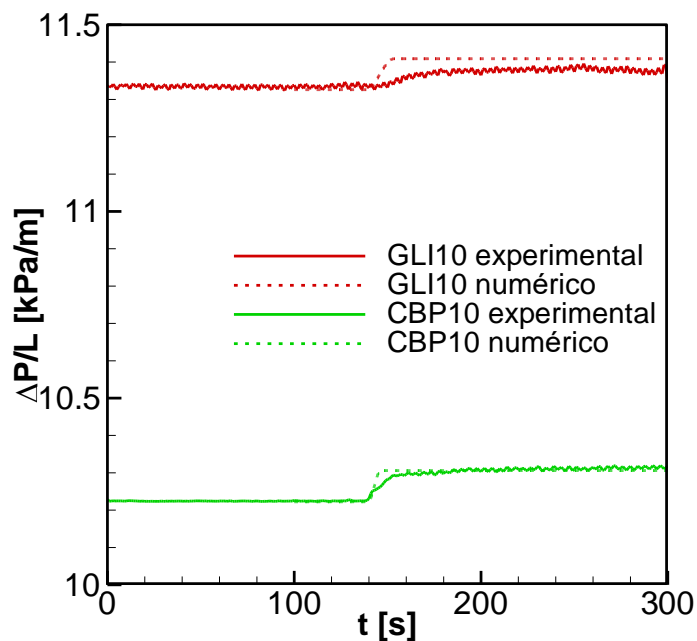
Primeiramente foi realizado o teste de comparação entre um fluido newtoniano (GLI10) e fluido de lei de potência (CBP10). Ambos possuem a mesma viscosidade de $\eta_\beta=10$ cP à taxa de deformação de 1000 s^{-1} e o escoamento possui mesmo número de Reynolds $Re=200$, utilizando concentração mássica de partículas de 2%, diâmetro de partícula $d_p=1,0$ mm e massa específica da partícula $\rho_p=1600 \text{ kg/m}^3$. A medição de $\Delta P/L$ é ilustrada na Figura 5.14. Em $t=120$ s as partículas são injetadas no canal.

Os dois casos levam praticamente o mesmo tempo até que a pressão atinja a estabilidade, caracterizando o regime permanente. Fica evidente na Figura 5.14 que a introdução das partículas acarreta em maior aumento de pressão, sendo mais evidente para o caso de CBP 10. O fluido GLI 10 tem maior massa específica em comparação ao CBP 10, portanto, as partículas têm menor influência na perda de carga do escoamento. Os resultados numéricos são coerentes com os resultados experimentais.

Com relação concentração de CBP, foi simulado CBP5, CBP10 e CBP20, cujas viscosidade à taxa de deformação de 1000 s^{-1} são, respectivamente $\eta_\beta=5$; 10; 20 cP. O número de Reynolds é mantido constante $Re=100$, concentração APU=2%, o diâmetro de partículas $d_p=1$ mm e massa específica da partícula $\rho_p=1600 \text{ kg/m}^3$. Na Figura 5.15 é apresentado os resultados da perda de carga ao longo do tempo para as três configurações de interesse, já na Figura 5.16 é

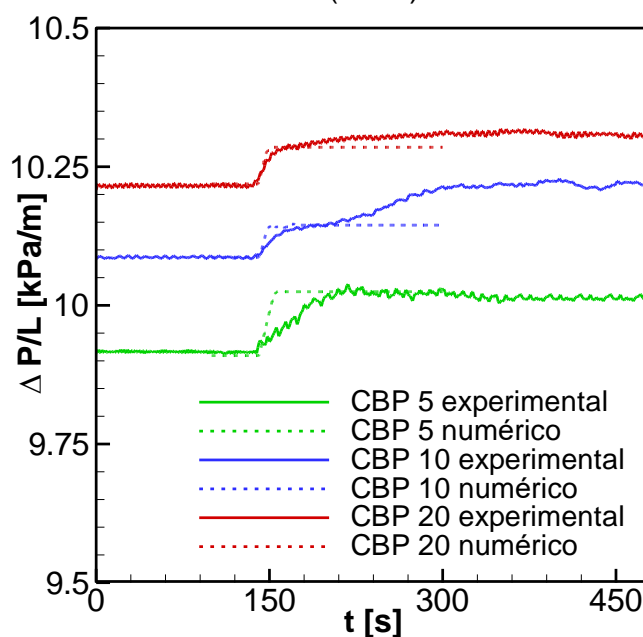
ilustrado o campo de velocidade, a velocidade das partículas e o campo de viscosidade.

Figura 5.14: Gradiente de pressão ao longo do tempo: influência do uso de fluido de lei de potência para $Re=200$, APU de 2% e $\eta_\beta=10$ cP.



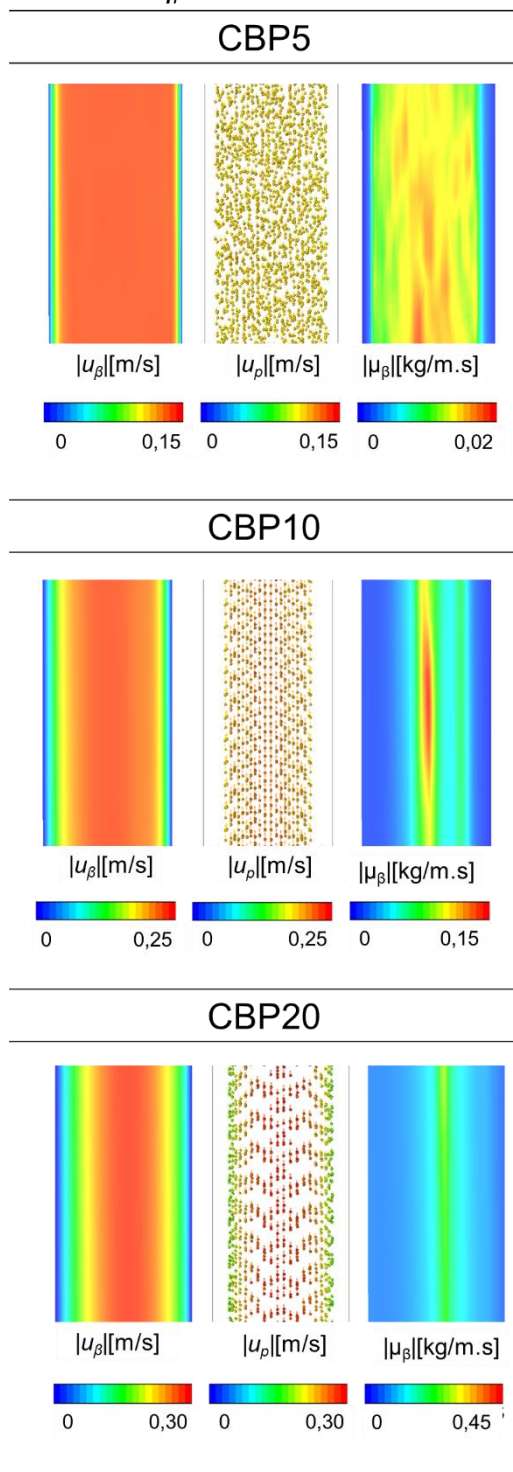
Fonte: Adaptado de Pereira (2019).

Figura 5.15: Gradiente de pressão ao longo do tempo: influência da viscosidade do fluido de lei de potência para $Re=100$, APU de 2%. Adaptado de Pereira (2019).



Fonte: Adaptado de Pereira (2019).

Figura 5.16: Campo de velocidade do escoamento, velocidade das partículas e campo de viscosidade para $Re=100$ e APU de 2% a) $\eta_\beta=5$ cP, b) $\eta_\beta=10$ cP, c) $\eta_\beta=20$ cP.



Fonte: Elaboração própria.

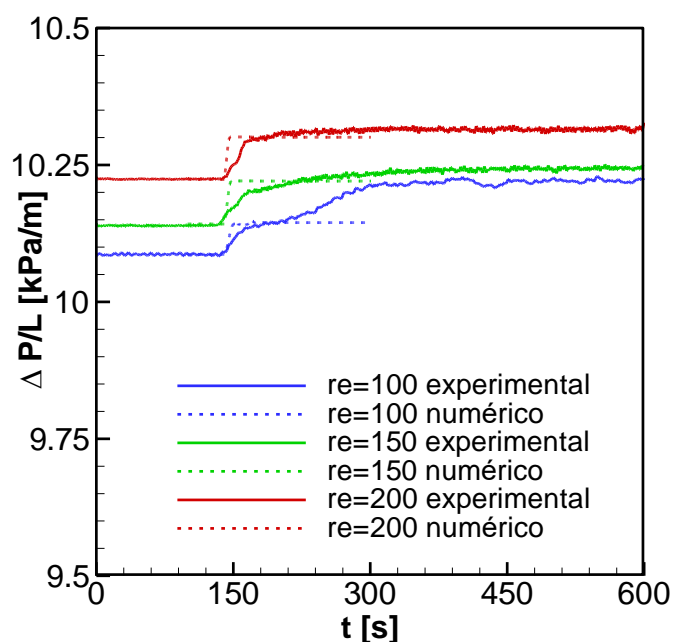
Para CBP10, o teste experimental demonstra gradiente de pressão consideravelmente maior do que o indicado pela simulação numérica, possivelmente causado pela ocorrência de um aglomerado de partículas na

seção de testes. Para as outras configurações, o escoamento líquido-sólido em canal vertical é reproduzido numericamente de maneira similar a reprodução experimental. É notável na Figura 5.16 que quanto maior a viscosidade aparente do fluido, maior é a concentração de partículas no canal.

Com relação ao número de Reynolds no canal, foi simulado $Re=100$, 150 e 200 com a mesma viscosidade $\eta_{\beta}=10$ cP, concentração mássica de partículas de 2% , diâmetro de partícula $d_p=1,0$ mm e massa específica da partícula $\rho_p=1600$ kg/m³. Na Figura 5.17 é apresentado os resultados da perda de carga ao longo do tempo para as três configurações de interesse e na Figura 5.18 é ilustrado o campo de velocidade, a velocidade das partículas e o campo de viscosidade.

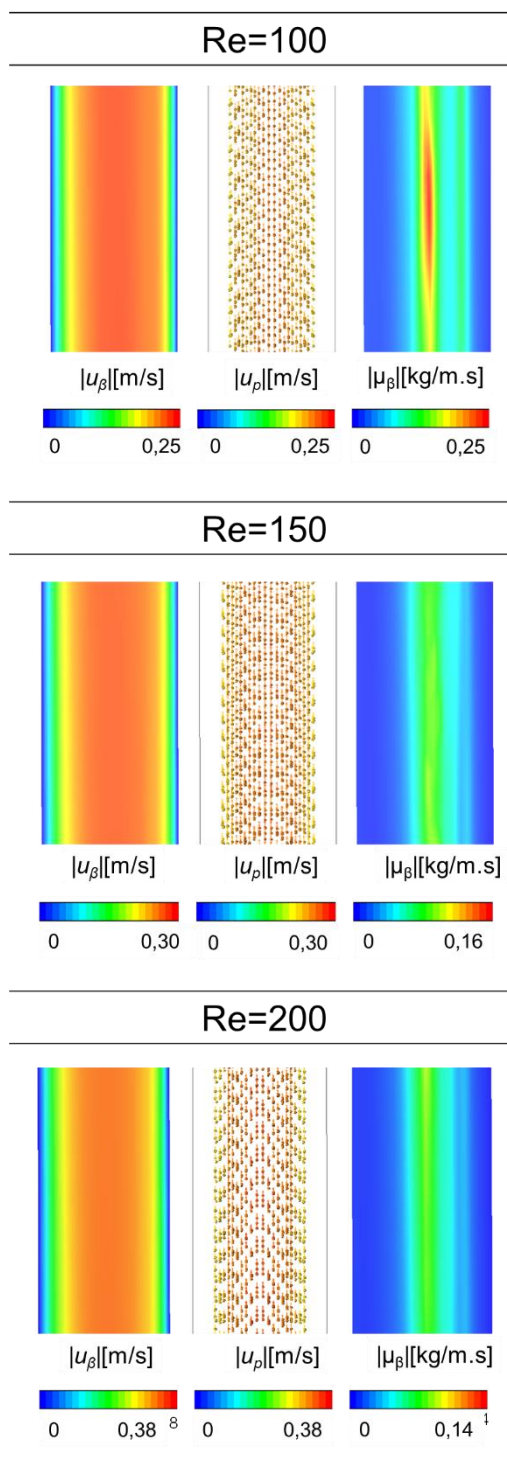
Na Figura 5.17 é visível que o número de Reynolds representa um aumento significativo expressivo para o gradiente de pressão. Com exceção da discrepância encontrada no caso de $Re=100$, possivelmente causada pela ocorrência de um aglomerado de partículas na seção de testes, os resultados para tal variação foram satisfatórios. Na Figura 5.18 nota-se que a variação de Reynolds não altera a concentração de partículas no canal, apenas a velocidade do fluido no canal.

Figura 5.17: Gradiente de pressão ao longo do tempo: influência do número de Reynolds do escoamento de fluido de lei de potência para $\eta_{\beta}=10$ cP e APU de 2% .



Fonte: Adaptado de Pereira (2019).

Figura 5.18: Campo de velocidade do escoamento, velocidade da partícula e campo de viscosidade para CBP10 e APU de 2% a) $Re=100$, b) $Re=150$, c) $Re=200$.



Fonte: Elaboração própria.

É notável que a introdução de partículas sólidas tem pouca influência no gradiente de pressão no escoamento em fluidos com alta massa específica. É perceptível também que a influência da viscosidade aparente é maior do que a

influência do número de Reynolds para o fluido não newtoniano. Os resultados numéricos obtidos pelo método acoplado DDPM-DEM apresentam comportamento semelhante aos experimentais no cálculo do gradiente de pressão ao longo do tempo, exceto para as configurações 4, o que se deve à ocorrência de possíveis problemas no experimento.

5.7 SÍNTESE DO CAPÍTULO 5

Neste capítulo são apresentados testes de verificação para avaliar a eficiência do modelo híbrido DDPM-DEM de simular numericamente escoamento líquido-sólido em canal fraturado. Através da reprodução dos resultados experimentais de Mordant e Pinton (2000) e Pereira (2017) são averiguados os cálculos para as forças de interação fluido-partícula, de colisão e de atrito. Já a avaliação do cálculo de forças pelo modelo DEM é realizada através da reprodução dos resultados de Di Renzo e Di Maio (2004) e Gondret et. al. (2002). A simulação de fluidos de lei de potência é comparada com a solução analítica de Chhabra (1999). A avaliação da interação fluido-partícula para fluido de lei de potência é desempenhada através dos experimentos de Pereira (2019).

6 RESULTADOS

Neste capítulo são discutidos os parâmetros do problema que visam caracterizar o escoamento de fluido de lei de potência e partículas sólidas em aplicações de combate a invasão de fluido de perfuração em fraturas e as variáveis do presente trabalho. Na sequência são discutidos os resultados numéricos para a influência da viscosidade aparente do fluido de lei de potência, dos parâmetros de escoamento e da adição de material particulado no combate à perda de circulação.

6.1 PARÂMETROS DO PROBLEMA

Os detalhes da concepção da geometria do presente trabalho são tratados na Seção 3.1, com a representação esquemática ilustrada na Figura 3.2. A geometria do presente trabalho é considerada como canal vertical, o qual representa a região anular de um poço vertical, em contato com um canal horizontal, representando uma fratura transversal, sendo novamente apresentada com as devidas cotas na Figura 6.1 e os parâmetros geométricos listados na Tabela 6.1.

Tabela 6.1: Parâmetros da geometria do problema.

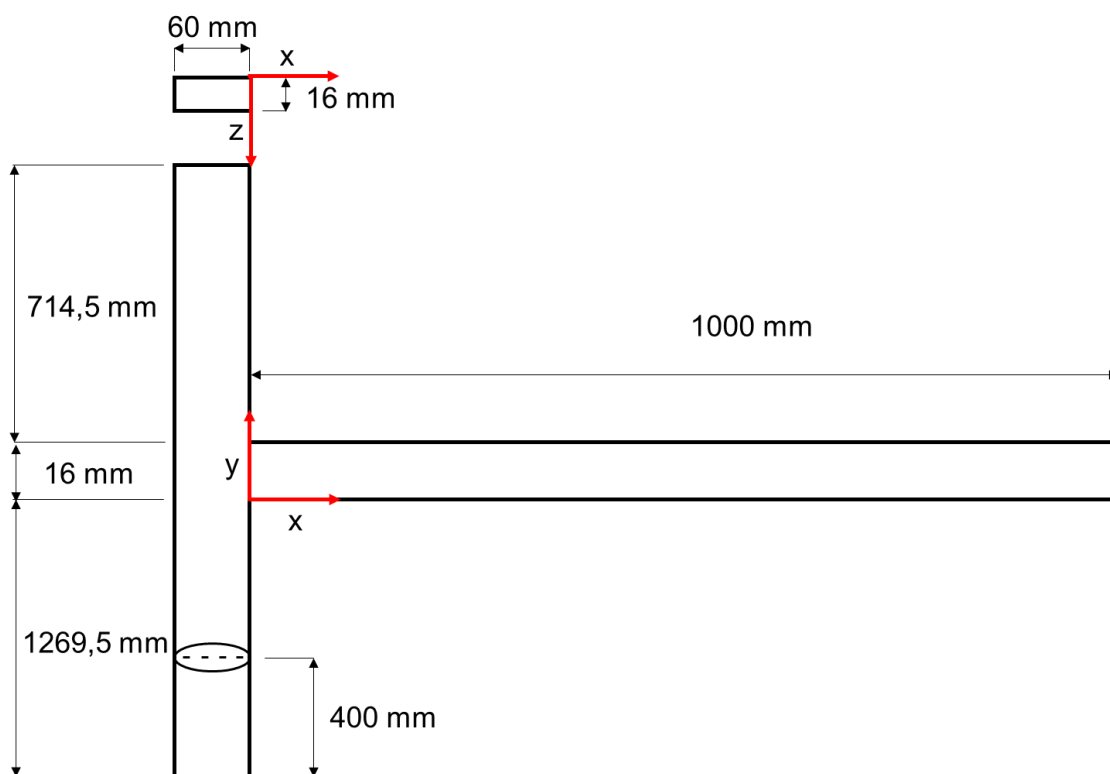
Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Comprimento do canal UP	l_{UP}	0,7145	
Altura da fratura FR	e_{FR}	0,0160	
Comprimento do canal DW	l_{DW}	1,2695	
Largura dos canais UP , DW e TR	h_{CH}	0,0600	m
Comprimento total da fratura	h_{FR}	1,0000	
Espessura da geometria	z_{FR}	0,0160	
Altura da superfície de injeção	h_{IP}	0,4000	

Fonte: Elaboração própria.

A largura do canal (h_{CH}) representa a dimensão da região anular, ou seja, a diferença do diâmetro externo e interno, sendo respectivamente 8,5 e 5,0 polegadas (Bourgoyne, 1991; De Lai, 2013; Schneider, 2019). A inclusão dos canais UP e DW , de 714,5 e 1269,5 mm respectivamente, de comprimento é realizada para garantir que as condições de contorno nas superfícies CH,i , CH,o

e FR , o possam ser implementadas sem que haja interferência da região de entrada da fratura. A fratura apresenta comprimento h_{FR} de 1000 mm, para garantir que a formação do leito de partículas não sofra interferência da condição de contorno na saída da fratura, altura z_{FR} e espessura e_{FR} de 16 mm (Scheider, 2019). A altura da superfície de injeção h_{IP} tem valor de 400 mm, para garantir que quando as partículas sólidas entrem no domínio, o escoamento do fluido já esteja plenamente desenvolvido.

Figura 6.1: Dimensões da geometria do problema.



Fonte: Elaboração própria.

Durante a construção do poço, o engenheiro de perfuração tem controle sobre a vazão de bombeio de fluido de perfuração, a qual é medida na bomba, e pode ser correlacionada com o número de Reynolds no canal. Logo, é interessante saber o efeito de variação do $Re_{CH,i}$ sobre o processo de preenchimento da fratura, por isso os valores adotados no presente trabalho são compatíveis com os valores observados na região anular em operações de perfuração em poços (Bourgoyne et al. 1991; Thomas, 2001). O número de Reynolds é definido na Equação (6.1) para fluido newtoniano, sendo $u_{\beta,CH,i}$ [m/s] velocidade média do fluido newtoniano, μ_{β} [Pa.s] a viscosidade cinética, ρ_{β}

[kg/m³] a massa específica e $Dh_{CH,i}$ [m] corresponde ao diâmetro hidráulico da superfície CH,i . A Equação (6.2) define o diâmetro hidráulico do canal vertical baseada nas dimensões descritas na Tabela 6.1.

$$Re_{CH,i} = \frac{\rho_{\beta} Dh_{CH,i} u_{\beta,CH,i}}{\mu_{\beta}} \quad (6.1)$$

$$Dh_{CH,i} = \frac{4(h_{CH} \cdot z_{FR})}{2h_{CH} + 2z_{FR}} \quad (6.2)$$

As propriedades utilizadas para o fluido newtoniano compreendem uma solução de 30% em massa de glicerina (C₃H₈O₃) em água a 20°C, utilizada nas dependências do Laboratório de Meios Porosos (LaMP) do Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos (CERNN) para ensaios laboratoriais. Os valores de massa específica e de viscosidade dinâmica são listados na Tabela 6.2, caracterizando propriedades médias do fluido de perfuração em escoamento na região anular do poço (Obrzut et al., 2015; Schneider et al., 2015).

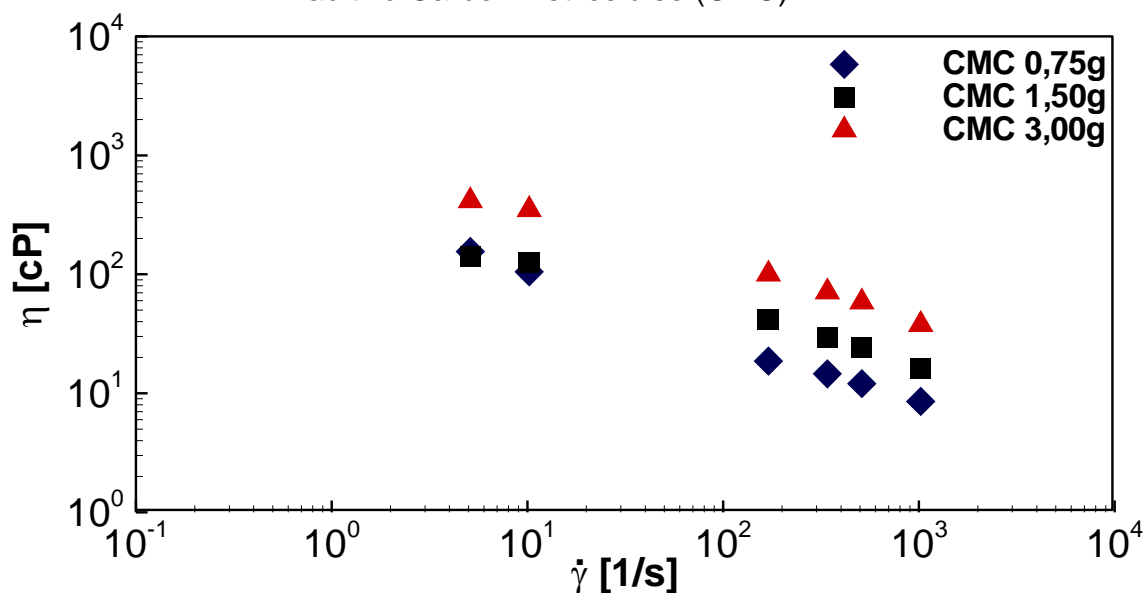
No presente trabalho também são considerados fluidos newtonianos generalizados de lei de potência, cuja viscosidade varia espacialmente, conforme é discutido na Seção 3.3.1. O número de Reynolds definido na Equação (6.1) necessita ser corrigido, sendo utilizado o número de Reynolds generalizado de Collins-Schowalter, Re_{CS} , de acordo com a Equação (6.3), como sugerido por Poole e Ridley (2007), sendo n o índice de potência e k o índice de consistência.

$$Re_{CH,i} \rightarrow Re_{CS} = \frac{\rho_{\beta} |\bar{u}_{\beta,CH,i}|^{2-n} Dh_{CH}^n}{k} \quad (6.3)$$

Os valores adotados no presente trabalho para n e k são listados na Tabela 6.2, sendo determinados por Fritoli (2018) através de regressão linear de dados reológicos de fluidos formulados a partir da adição em água de CMC, resultando em diferentes concentrações de aditivo. O CMC é comumente empregado em fluidos de perfuração (Gray e Darley, 1980). A mistura de água

com concentração mássica de CMC inferior a 2% pode ser considerada como pseudoplástica (Benchabane e Bekkour, 2008; Ferraz, 2014). Fritoli (2018) caracterizou as curvas de viscosidade aparente em função da taxa de deformação no viscosímetro rotacional Fann 35A para três configurações de mistura água e CMC, apresentadas na Figura 6.2.

Figura 6.2: Viscosidade aparente em função da concentração mássica de aditivo CarboxiMetilcelulose (CMC).



Fonte: Adaptada de Fritoli (2018).

As características do fluido de lei de potência presentes na Tabela 6.2 são determinadas a partir de uma aproximação para um fluido de lei de potência na taxa de deformação de 1000 s^{-1} medida no viscosímetro FANN A35 por Fritoli (2018).

Tabela 6.2. Propriedades da fase de fluido.

Propriedade	Fluido newtoniano	Fluido de lei de potência CMC			Unidade	
		0,75g	1,5g	3,0g		
Massa específica	ρ_β	1188	1005	1005	1005	kg/m ³
Viscosidade*	μ_β	$2,797 \times 10^{-2}$	$8,55 \times 10^{-3}$	$1,63 \times 10^{-2}$	$3,77 \times 10^{-2}$	Pa.s
Índice de potência	n	1	0,512	0,498	0,467	-
Índice de consistência	k	-	0,251	0,538	1,530	Pa.s ⁿ

Fonte: Adaptada de Fritoli (2018).

Como apresentado na Seção 3.2, a vazão de fuga é definida em função da a vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,o}$ e da entrada do canal vertical $Q_{\beta,CH,i}$, como descrito na equação (6.4). Os valores de variação para a vazão de fuga na Tabela 6.5 $q_f=(5; 10; 20\%)$ são escolhidos para representar cenários de severidade da perda de circulação (e.g. normal; parcial; severa) definidos na Tabela 1.1.

$$q_f = \frac{Q_{\beta,FR,o}}{Q_{\beta,CH,i}} \times 100 \% \quad (6.4)$$

O diâmetro e a massa específica das partículas utilizadas para a simulação provem da caracterização de partículas sólidas empregadas para ensaios experimentais de obturação de fraturas, realizados nas dependências do Laboratório de Meios Porosos do Centro de Pesquisa em Reologia e Fluidos Não Newtonianos. Obrzut (2016) e Fritoli (2018) caracterizaram a granulometria e a massa específica de partículas de abrasivo plástico e de esferas de vidro, cujos resultados encontram-se na Tabela 6.3, por apresentarem características comuns com os LCM's utilizados pela indústria petrolífera (Calçada et al. 2015).

Tabela 6.3: Propriedades de partículas sólida de abrasivo plástico e de vidro utilizadas em ensaios experimentais.

Parâmetros	Abrasivo Plástico	Esferas de vidro
Material	Urea	Vidro
Massa específica	1,5-1,6 g/cm ³	2,5 g/cm ³
Coloração	Branca mesclada	Opaca
Granulometria	0,8 – 1,20	0,8 – 1,20

Fonte: Adaptado de Obrzut (2016).

No presente trabalho, devido a limitações numéricas do programa, o escoamento líquido-sólido é considerado monodisperso (*i. e.* o diâmetro das partículas é uniforme). Nesse sentido, o diâmetro $d_p=1$ mm para ambos os casos, enquanto a massa específica ρ_p é determinada como 1,6 g/cm³ visando caracterizar o abrasivo plástico, e 2,5 g/cm³, visando caracterizar esferas de vidro.

A relação entre a massa específica da partícula ρ_p [kg/m³] e a do fluido ρ_β [kg/m³] é caracterizada pelo parâmetro da razão de massa específica partícula-fluido ($\rho_{p/\beta}$), definido na Equação (6.5).

$$\rho_{p/\beta} = \frac{\rho_p}{\rho_\beta} \quad (6.5)$$

Os parâmetros numéricos relacionados ao modelo DDPM-DEM, previamente apresentados na Seção 4.2, estão descritos na Tabela 6.4. O teste de malha é discutido no APÊNDICE A. A determinação da constante de rigidez, da sobreposição máxima, do coeficiente de restituição partícula-partícula e do coeficiente de restituição partícula-parede são realizadas através de testes numéricos desempenhados por De Lai (2013), Barbosa (2015a), e Poletto (2017). O passo de tempo do fluido para simulações de escoamento bifásico líquido-sólido é determinado para que ambos os casos, tanto utilizando fluido newtoniano e não newtoniano, apresentem concentração mássica de partículas no canal vertical de aproximadamente 2%. Detalhes adicionais a respeito dos parâmetros numéricos são discutidos APÊNDICE B.

Tabela 6.4: Parâmetros numéricos de simulação.

Parâmetro	Símbolo	Unidade	Valor	
			Newtoniano	De lei de potência
Passo de tempo do fluido	Δt_β	[s]	5×10^{-2}	$1,5 \times 10^{-3}$
Passo de tempo da partícula	Δt_p	[s]	$2,5 \times 10^{-4}$	$1,5 \times 10^{-5}$
Número de pontos de injeção	n_{IP}	-	80	
Vazão mássica de partículas	\dot{m}	kg/s	$1,34 \times 10^{-2}$	$4,47 \times 10^{-2}$
Velocidade de injeção	u_{IP}	[m/s]		$1,5 u_{\beta, CH,i}$
Tempo de injeção	Δt_{IP}	[s]		30
Sobreposição máxima	ξ_n	-		17%
Coeficiente de restituição	$e_{p-p} = e_{p-w}$	[-]		0,9
Constante de rigidez	K	[N/m]		50

Fonte: Elaboração própria.

Conforme discutido nos objetivos da Seção 0, a caracterização da perda de circulação para a fratura é estudada avaliando a influência de parâmetros

relacionados com o escoamento, fluido e as partículas. As variáveis do problema são: vazão de fuga percentual na fratura q_f , número de Reynolds Re , índice de potência n e de consistência k do fluido não newtoniano de lei de potência e massa específica da partícula ρ_p . Os valores de variação para os parâmetros descritos se encontram na Tabela 6.5.

Tabela 6.5: Parâmetros do problema.

Escoamento	$Re_{CH,i}$	q_f (Δp_β)	μ_β [Pa.s]	n [-]	k [Pa.s ⁿ]	d_p [mm]	ρ_p [kg/m ³]
Monofásico FN	250	5%	2,79x10 ⁻²	1,000	-	-	-
		10%					
		20%					
	50	$\Delta p_{\beta,10\%*}$	2,79x10 ⁻²	1,000	-	-	-
	125	$\Delta p_{\beta,10\%*}$					
	250	10%					
500	$\Delta p_{\beta,10\%*}$	-	-	-	-		
1250	$\Delta p_{\beta,10\%*}$						
Monofásico FNN	250	50	1,63x10 ⁻²	0,498	0,538	-	-
		125					
		250					
	500	$\Delta p_{\beta,10\%*}$	8,55x10 ⁻³	0,512	0,251	-	-
	1250		1,63x10 ⁻²	0,498	0,538		
	250	$\Delta p_{\beta,10\%*}$	3,77x10 ⁻²	0,467	1,530	-	-
Líquido- sólido FN	250	10%	2,79x10 ⁻²	1,000	-	1,000	$\frac{1600}{2500}$
Líquido- sólido FNN	250	$\Delta p_{\beta,10\%*}$	1,63x10 ⁻²	0,498	0,538	1,000	$\frac{1600}{2500}$

Fonte: Elaboração própria.

$\Delta p_{\beta,10\%*}$ =condição de contorno prescrita como o diferencial de pressão de referência, o qual é estimado em função dos resultados da simulação monofásica para fluido newtoniano.

Primeiramente é realizado simulações de escoamento monofásico de um fluido newtoniano. É testada a influência da variação da vazão de fuga percentual na fratura q_f (5%; 10%; 20%) mantendo o $Re_{CH,i}=250$ constante e determinada a perda de pressão para cada caso. Em seguida é analisada a influência do número de Reynolds $Re_{CH,i}$ =(50; 125; 250; 500; 1250) mantendo as pressões de saída do canal $P_{CH,o}$ e da fratura $P_{FR,o}$ como constantes iguais para a condição de contorno resultando em $q_f=10\%$ para $Re_{CH,i}=250$, como descrito na metodologia do capítulo 3.2.

Posteriormente é realizada a simulação para escoamento monofásico com fluido de lei de potência, variando primeiramente o número de Reynolds $Re_{CH,i}=(50; 125; 250; 500; 1250)$. Também é avaliada a influência da configuração do fluido de lei de potência utilizando os valores descritos na Tabela 6.2. Para ambos os casos são mantidas as pressões de saída do canal $P_{CH,o}$ e da fratura $P_{FR,o}$ como iguais para a condição de contorno resultando em $q_f=10\%$ para $Re_{CH,i}=250$ do fluido newtoniano, assim é possível observar o efeito da dependência da viscosidade com a taxa de deformação na redução de q_f .

Por fim são realizadas simulações de escoamento bifásico líquido-sólido. É analisada a influência da massa específica de partícula $\rho_p=(1600 \text{ kg/m}^3; 2500 \text{ kg/m}^3)$ e de duas configurações de fluidos diferentes: newtoniano, assumindo $q_f=10\%$ e $Re_{CH,i}=250$ constantes; e de lei de potência, assumindo as pressões de saída do canal $P_{CH,o}$ e da fratura $P_{FR,o}$ como constantes iguais para a condição de contorno resultando em $q_f=10\%$ para $Re_{CH,i}=250$ do fluido newtoniano. Em todos os casos o diâmetro da partícula é $d_p=1 \text{ mm}$.

6.2 EFEITO DO FLUIDO NEWTONIANO

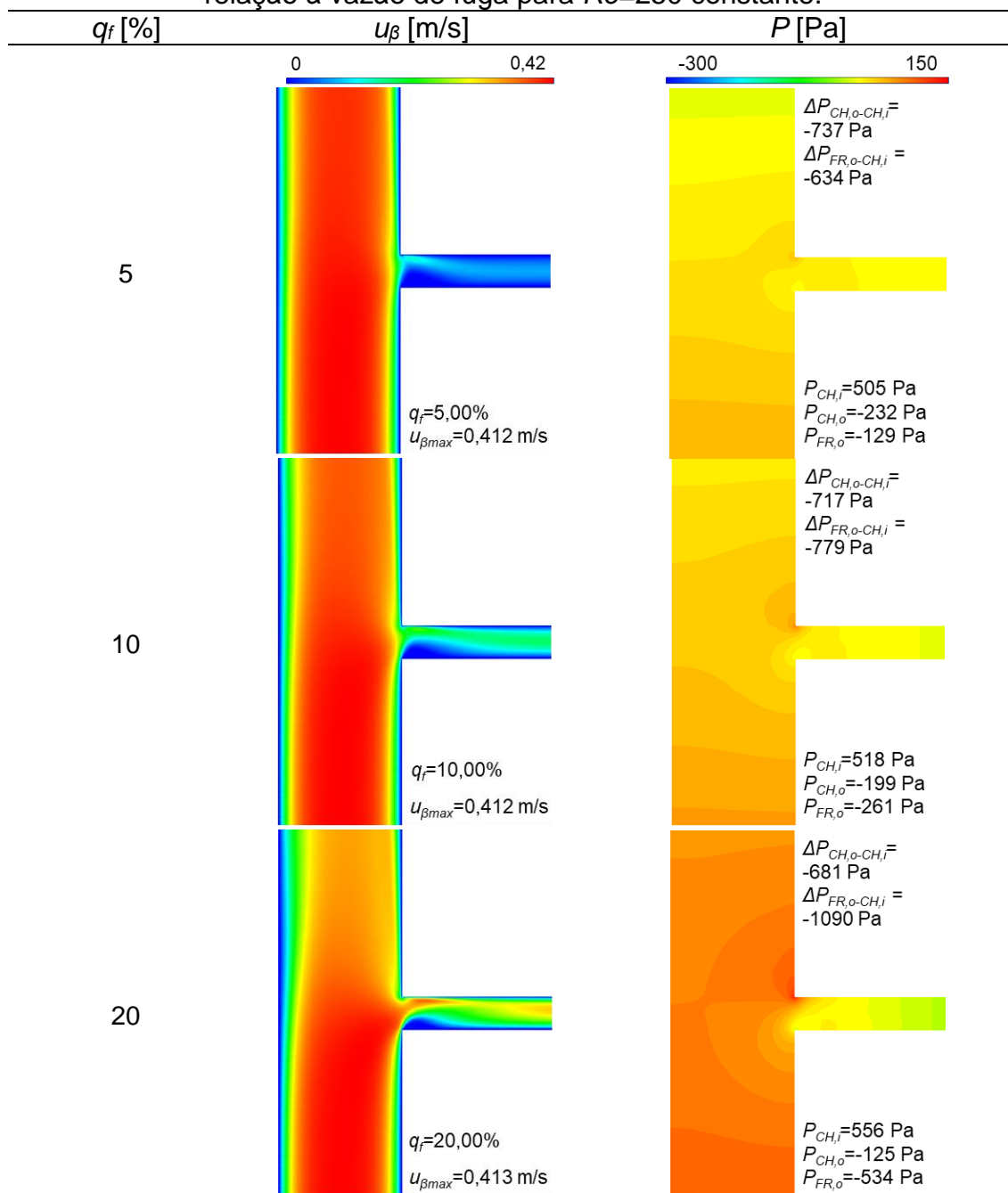
Antes de iniciar o processo de injeção de partículas no canal vertical, deve-se provocar o fenômeno de perdas de circulação. Na presente seção, são apresentados resultados do fenômeno de perda de circulação de fluido newtoniano referente a variação dos parâmetros do problema para o escoamento listados na Tabela 6.4, os quais são a vazão inicial de fuga da fratura $q_f=(5, 10, 20\%)$ e o número de Reynolds no canal $Re_{CH,i}=(50, 125, 250, 500, 1250)$.

Primeiramente são realizadas simulações de três valores para $q_f=(5\%, 10\%, 20\%)$, mantendo o número de Reynolds $Re_{CH,i}=250$ constante. Os resultados para tal variação são apresentados em forma de campos de velocidade e de pressão para fluido newtoniano na Figura 6.3.

É perceptível na Figura 6.3 que o aumento da vazão de fuga inicial acarreta a diminuição da velocidade do escoamento do fluido no canal vertical após a fratura, reduzindo a vazão de saída no canal. Tal fenômeno ocorre devido a capacidade da fratura em oferecer um sentido de escoamento preferencial para o fluido, e assim interferir no campo de velocidade do canal. Também ocorre a

elevação da velocidade na região de entrada da fratura em função do aumento da vazão de fuga pela fratura.

Figura 6.3: Campo de velocidade e de pressão do fluido newtoniano em relação à vazão de fuga para $Re=250$ constante.



Fonte: Elaboração própria.

O escoamento do fluido pela fratura reduz a vazão de saída do canal, e conseqüentemente, proporciona a diminuição da diferença de pressão entre $P_{CH,o}$ e $P_{CH,i}$, além do aumento da diferença de pressão entre $P_{FR,o}$ e $P_{CH,i}$, como

observado na Figura 6.3. É notável também que aumentar a perda de fluido através da fratura provoca a elevação da pressão na região de entrada da fratura.

Para o teste de variação do número de Reynolds no canal para fluido newtoniano $Re_{CH,i}=(50, 125, 250, 500, 1250)$, é utilizado como condição de contorno de pressão $P_{CH,o}=-199,803$ Pa e $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, para representar a vazão de fuga percentual na fratura $q_f=10\%$, como apresentado na metodologia descrita na Seção 3.2. Os resultados são apresentados em forma de campos de velocidade e de pressão na Figura 6.4.

Na Figura 6.4 percebe-se que o aumento da velocidade no canal vertical é proporcional ao aumento do número de Reynolds. Para números de Reynolds baixos, o escoamento tem menos inércia, e por isso, consegue entrar na fratura. No entanto, à medida que o valor do número de Reynolds aumenta o escoamento tende a seguir pelo canal vertical, devido inercia no canal.

O incremento do número de Reynolds no canal vertical resulta no aumento da velocidade de escoamento no canal vertical, logo, ocorre a elevação da pressão na superfície de entrada $P_{CH,i}$, para suportar o aumento de vazão de fluido no canal. Nota-se também a formação de uma região de alta pressão logo acima da quina superior da fratura na parede direita do canal.

Na Figura 6.5 são apresentadas a vazão de fuga percentual na fratura q_f e a vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,O}$ em cada uma das cinco variações para o número de Reynolds no canal. A vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,O}$ aumenta com o incremento do número de Reynolds Re , devido a um aumento de vazão na entrada do canal vertical. A vazão de fuga percentual na fratura q_f reduz com o aumento do número de Reynolds Re , por causa da inercia no canal, que tende a fazer com que o fluido não desvie de sua trajetória original no canal para a fratura.

Figura 6.4: Campo de velocidades e de pressão do fluido newtoniano em relação ao número de Reynolds para $P_{CH,o}=-199,803$ Pa e $P_{FR,o}=-261,297$ Pa constante.

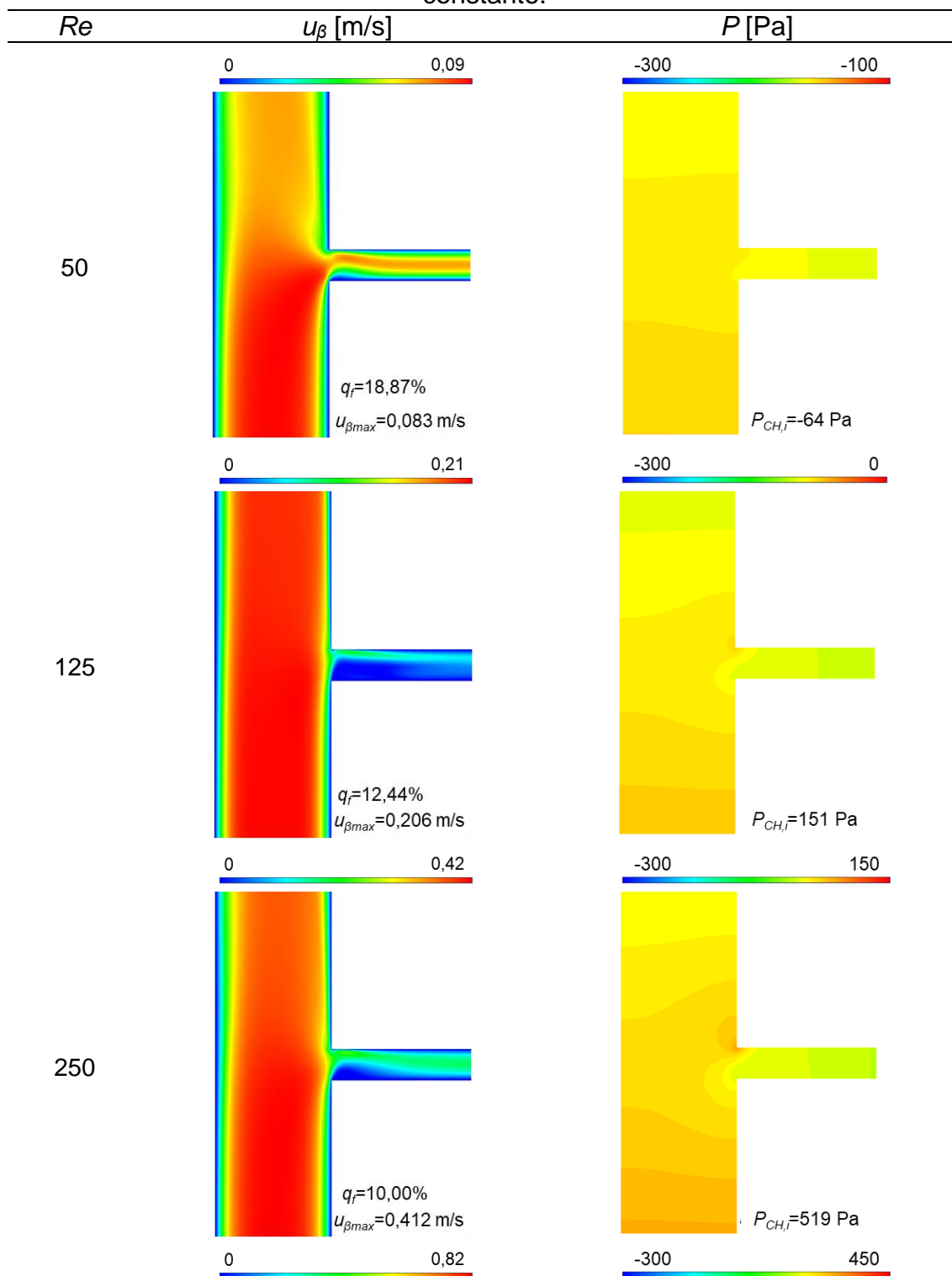
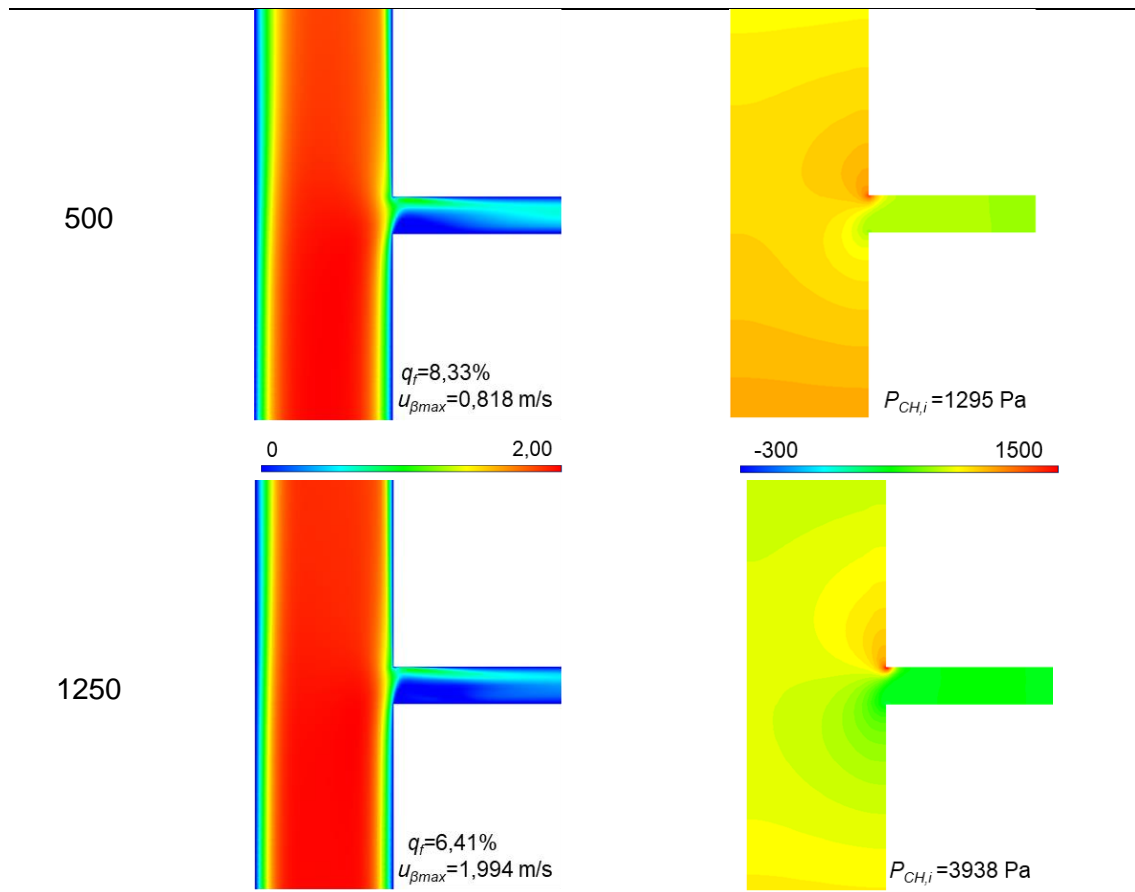
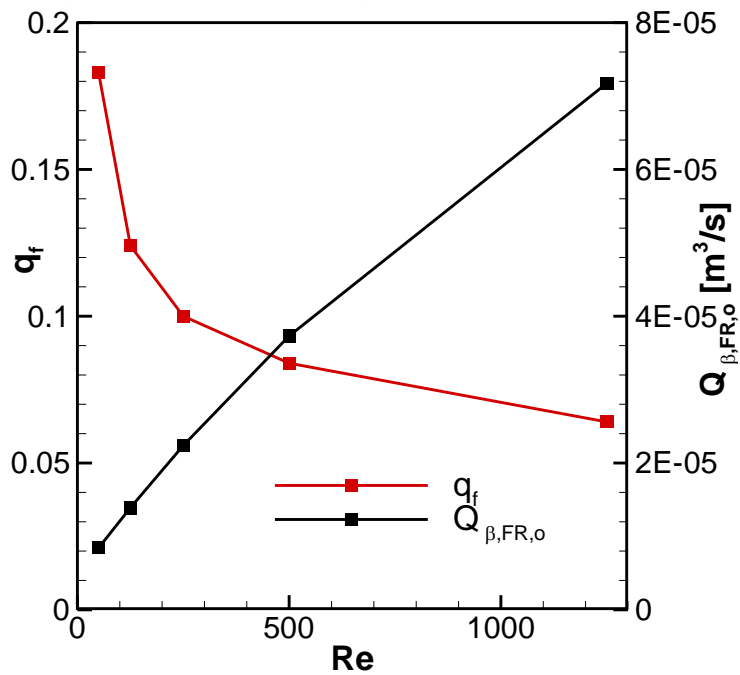


Figura 6.4, continuação na página seguinte.



Fonte: Elaboração própria.

Figura 6.5: Comparação de vazão de fuga percentual na fratura e de vazão volumétrica perdida na fratura para a variação de número de Reynolds para $P_{CH,o}=-199,803 \text{ Pa}$ e $P_{FR,o}=-261,297 \text{ Pa}$ constante.



Fonte: Elaboração própria.

6.3 EFEITO DO FLUIDO DE LEI DE POTÊNCIA

Na presente seção é realizado o estudo da influência da aplicação de fluido de lei de potência no combate à perda de circulação. Primeiramente é realizado variações no número de Reynolds no canal $Re_{CH,i}=(50, 125, 250, 500, 1250)$, para condições de pressão $P_{CH,o}=-199,803$ Pa e $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, viscosidade aparente na taxa de deformação 1000 s^{-1} $\mu_{\beta}=1,63 \times 10^{-2}$ Pa/s, índice de potência $n=0,498$ e de consistência $k=0,538 \text{ Pa.s}^n$ constantes. Os resultados para tal variação são apresentados em forma de campos de velocidade, de pressão e de viscosidade na Figura 6.6.

Como se pode observar na Figura 6.6, para escoamentos com número de Reynolds baixos, a velocidade do fluido na fratura é próxima a zero. Mesmo para números de Reynolds mais elevados, não ocorre aumento expressivo no campo de velocidade na região da fratura. Em comparação ao escoamento de fluido newtoniano, é observável que os campos de velocidade para escoamento de fluido de lei de potência apresentam velocidades superiores no canal vertical, já que o fluido newtoniano possui a mesma viscosidade independente da taxa de deformação do escoamento, em oposição ao fluido de lei de potência cuja viscosidade é muito mais elevada para as taxas mais baixas, comportamento apresentado na Tabela 6.2

Percebe-se na Figura 6.6, que para escoamentos de número de Reynolds baixos, a pressão de entrada do canal é menor que as pressões de saída do canal e da fratura, o que pode acarretar na invasão de fluido da fratura para o canal vertical. A medida que o número de Reynolds aumenta, também é elevado a pressão de entrada no canal $P_{CH,i}$ de maneira mais acentuada do que em comparação com o escoamento de fluido newtoniano. Com o incremento do Reynolds nota-se a formação de uma região de alta pressão acima da fratura na parede direita do canal vertical.

O escoamento de fluido de lei de potência apresenta uma região de alta viscosidade no centro do canal e no centro da fratura, como visto na Figura 6.6. Isso acontece porque a taxa de deformação do fluido é maior próxima das paredes da geometria, diminuindo ao se aproximar do centro da geometria. Para escoamentos com número de Reynolds baixos, a viscosidade do fluido se intensifica no canal fraturado, indicando uma baixa vazão de fuga.

Figura 6.6: Campo de velocidades e de pressão do fluido de lei de potência em relação ao número de Reynolds para $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $n=0,498$ e $k=0,538$ Pa.sⁿ constantes.

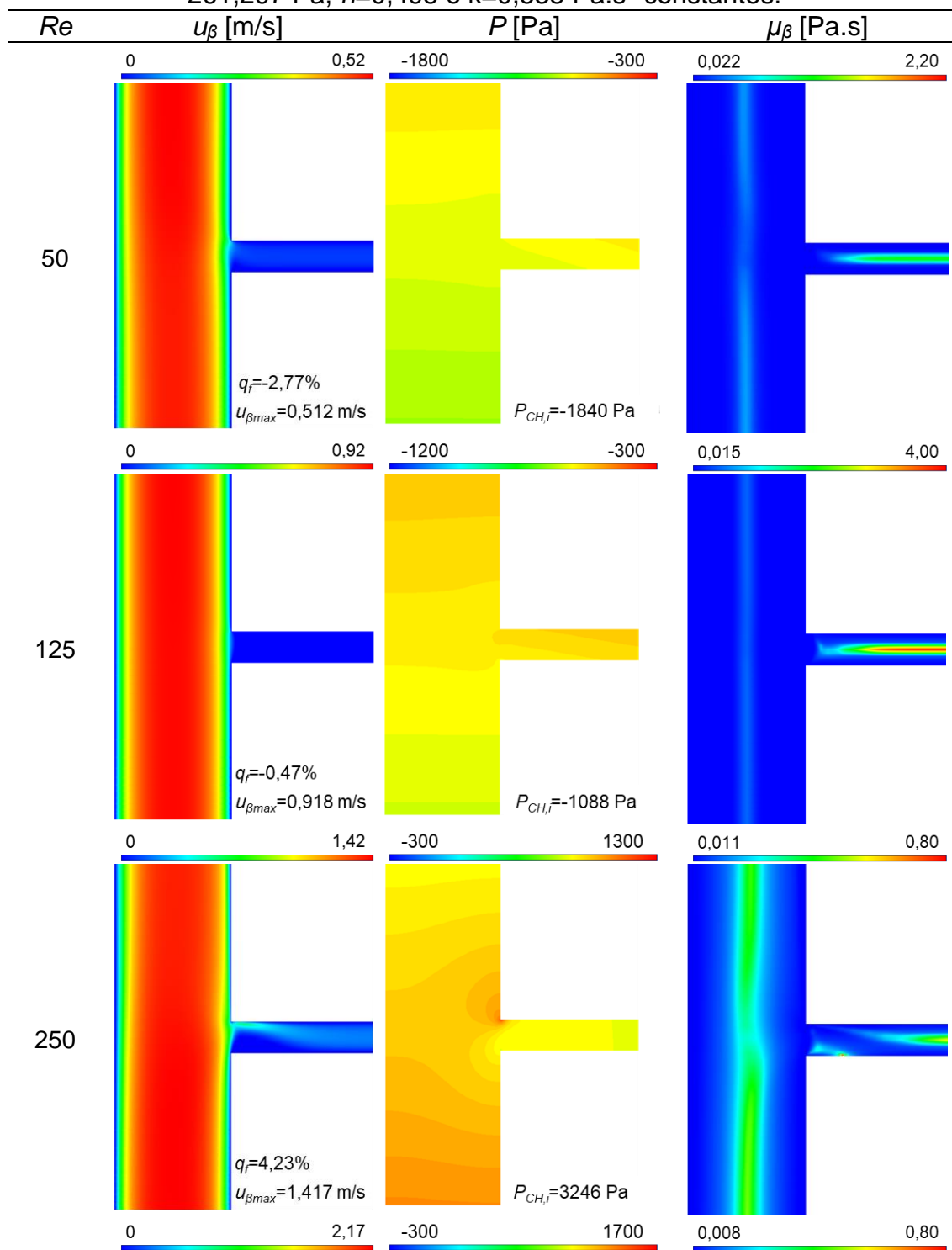
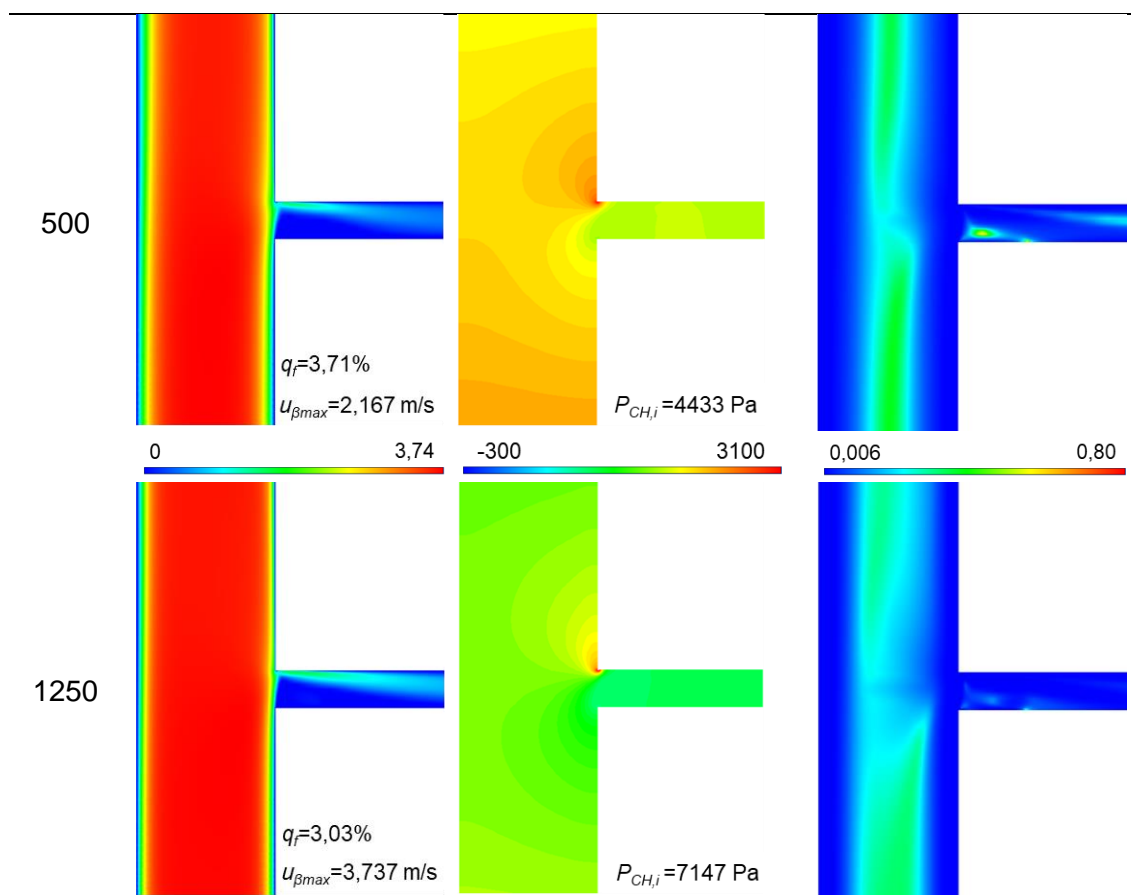


Figura 6.6, continuação na página seguinte.

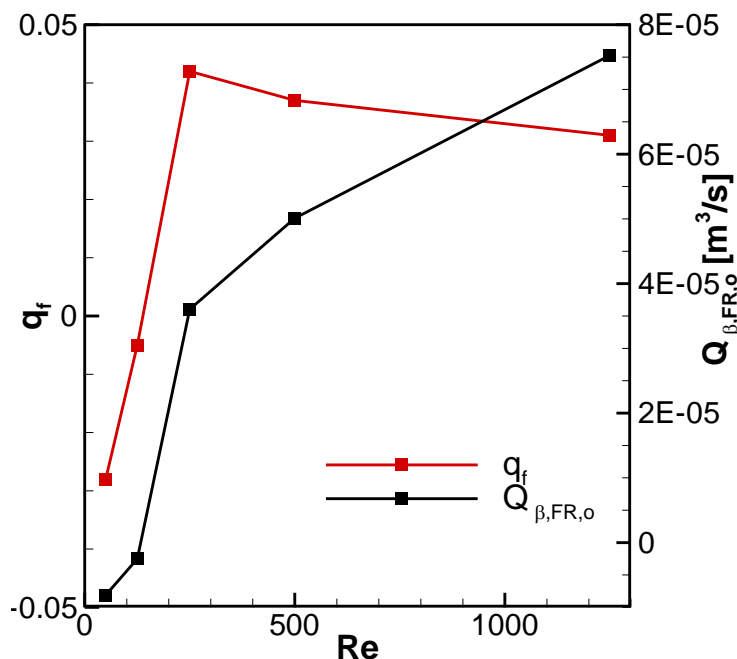


Fonte: Elaboração própria.

Na Figura 6.7 são apresentados a vazão de fuga percentual na fratura q_f e a vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,O}$ [m³/s] em cada uma das cinco variações para o número de Reynolds no canal. Em valores de Reynolds Re baixos, a vazão de fuga percentual na fratura q_f apresenta valores negativos, indicando que o fluido da fratura está entrando no canal vertical. Já a vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,O}$ [m³/s] aumenta de acordo com o aumento do número de Reynolds Re , e apresenta maiores valores em comparação com o fluido newtoniano.

Também é avaliada diferentes configurações de fluido de lei de potência, variando viscosidade aparente na taxa de deformação de 1000 s^{-1} $\mu_{\beta}=(8,55 \times 10^{-3}; 1,63 \times 10^{-2}; 3,77 \times 10^{-2})$, considerando que $Re_{CH,i}=250$, $P_{CH,o}=-199,803 \text{ Pa}$ e $P_{FR,o}=-261,297 \text{ Pa}$ são mantidos constantes. Os resultados para tal variação são apresentados em forma de campos de velocidade e de pressão na Figura 6.8.

Figura 6.7: Comparação de vazão de fuga percentual na fratura e de vazão volumétrica perdida na fratura para a variação de número de Reynolds para $P_{\beta,CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{\beta,FR,o}=-261,297$ Pa, $n=0,498$ e $k=0,538$ Pa.sⁿ constantes.

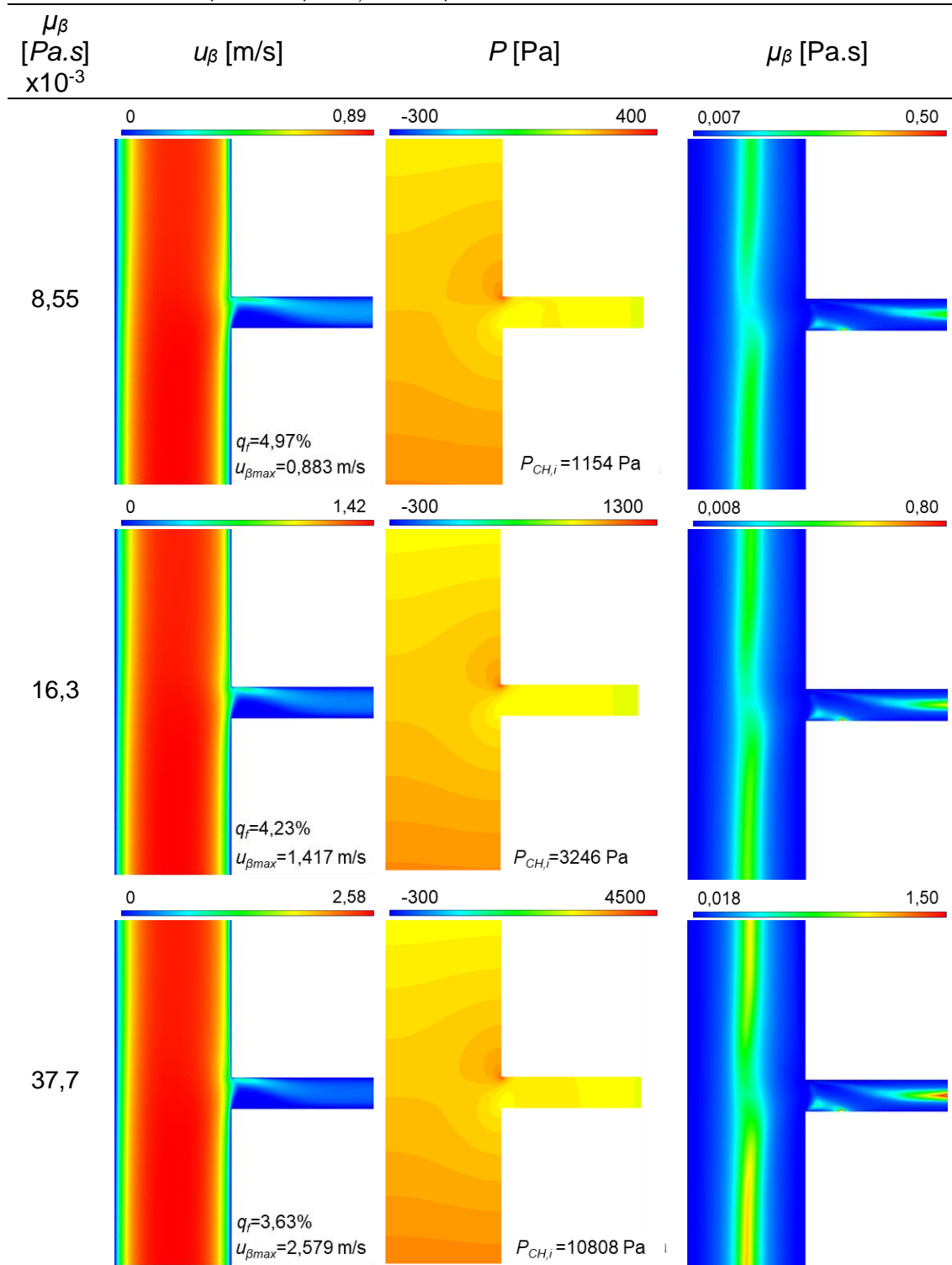


Fonte: Elaboração própria.

Analisando o campo de velocidades da Figura 6.8, fica evidente a alta influência da formulação do fluido de lei de potência na magnitude da velocidade do fluido, já que quanto maior a viscosidade do fluido de trabalho, maior a velocidade necessária para atingir o número de Reynolds de 250, proporcionando um acréscimo na vazão inicial no canal. Este comportamento deve-se ao fato de que quanto maior a viscosidade aparente, maiores os efeitos do atrito viscoso no escoamento.

Na Figura 6.8 percebe-se que o aumento da viscosidade aparente do fluido de lei de potência resulta em um aumento expressivo na pressão de entrada no canal vertical $P_{CH,i}$. Para qualquer valor de viscosidade aparente, é visível uma região de alta pressão acima da fratura na parede direita do canal vertical.

Figura 6.8: Campo de velocidades e de pressão do fluido de lei de potência em relação a viscosidade aparente na taxa de deformação 1000 s^{-1} para $P_{CH,o}=-199,803 \text{ Pa}$, $P_{FR,o}=-261,297 \text{ Pa}$ e $Re=250$ constantes.

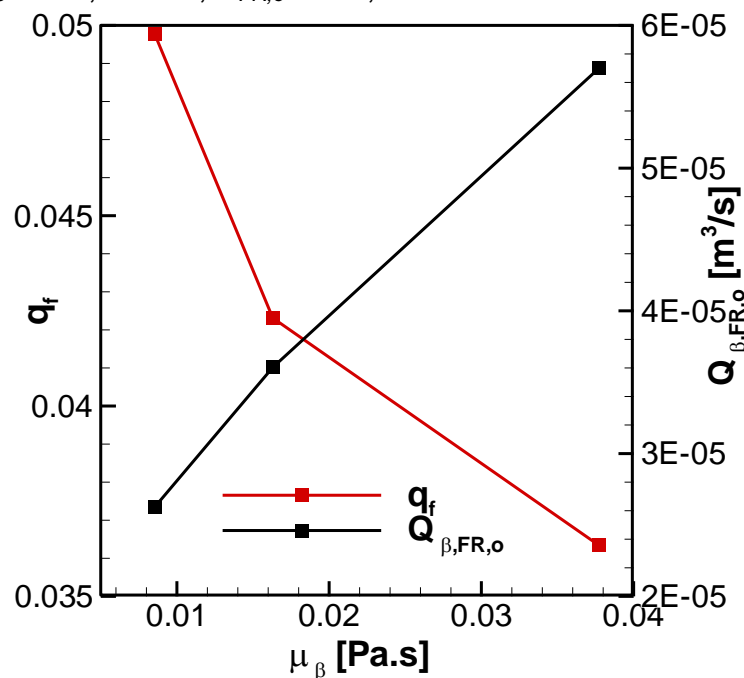


Fonte: Elaboração própria.

A comparação entre vazão de fuga percentual na fratura q_f e a vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,O}$ [m³/s] em cada uma das três variações

para a viscosidade aparente é apresentada na Figura 6.9. Nota-se que as duas curvas apresentam comportamentos inversos. A vazão de fuga percentual na fratura q_f diminui devido à menor inércia do escoamento, já a vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,o}$ aumenta em decorrer da maior vazão de fluido que entra no canal por causa do aumento da velocidade.

Figura 6.9: Comparação de vazão de fuga percentual na fratura e de vazão volumétrica perdida na fratura para a variação de viscosidade aparente para $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa e $Re=250$ constantes.



Fonte: Elaboração própria.

6.4 PROCESSO DE PREENCHIMENTO DE FRATURA

Nesta seção é explicado como ocorre o processo de preenchimento de fraturas através da formação de leito de material particulado. Os parâmetros utilizados para a simulação do processo de preenchimento fazendo uso de fluido newtoniano estão listados na Tabela 6.6.

A metodologia de caracterização de fenômeno de injeção é descrito na Seção 3.2, em que é determinado que após o desenvolvimento do escoamento monofásico de fluido, se dá início ao processo de injeção de partículas para promover o preenchimento da fratura. No presente trabalho, a injeção acontece por meio de uma superfície de injeção localizada a 400 mm acima da superfície

de entrada do canal vertical CH_i , como demonstrado na Tabela 6.1. A Figura 6.10 mostra a evolução ao longo do tempo do processo de injeção de partículas a partir da superfície de injeção formada por quatro pontos na direção z e vinte pontos na direção x .

Tabela 6.6: Parâmetros de simulação para o preenchimento da fratura.

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Número de Reynolds	Re	250	-
Massa específica do fluido	ρ_β	1188	[kg/m ³]
Viscosidade do fluido	μ_β	$2,797 \times 10^{-2}$	[Pa.s]
Pressão de saída do canal	$P_{CH,o}$	-199,803	[Pa]
Pressão de saída da fratura	$P_{FR,o}$	-261,297	[Pa]
Vazão de fuga percentual na fratura	q_f	10	%
Diâmetro da partícula	d_p	1	[mm]
Massa específica da partícula	ρ_p	2500	[kg/m ³]

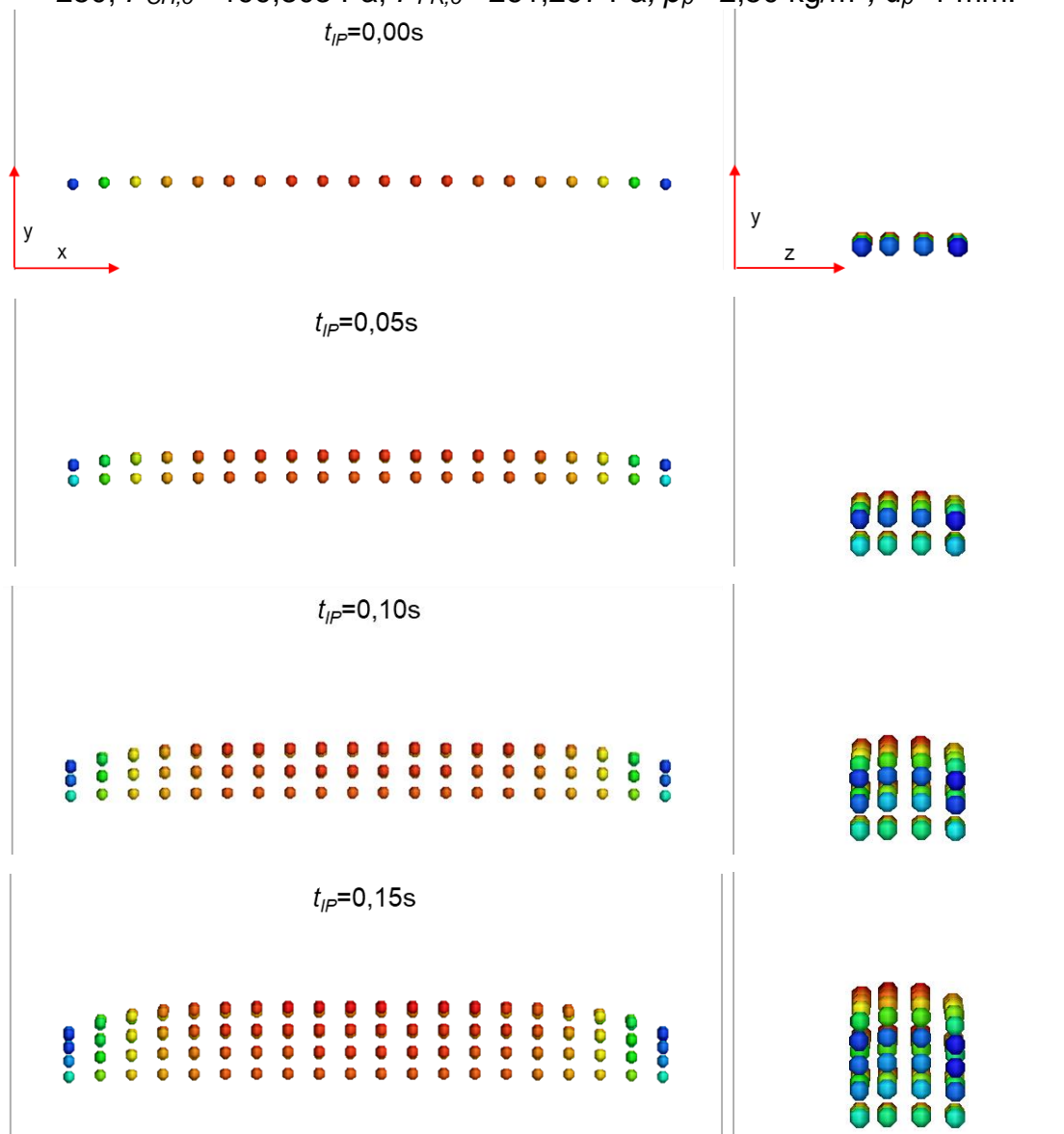
Fonte: Elaboração própria.

Cada ponto de injeção introduz no escoamento uma partícula a cada passo de tempo do fluido. As partículas são injetadas com velocidade uniforme, ou seja, uma linha de emissão retilínea que é deformada devido à ação do escoamento até adquirir um perfil parabólico.

A Figura 6.11 apresenta a evolução do processo de preenchimento da fratura ao longo do tempo. Percebe-se que no instante $t_{IP}=2,5$ s as primeiras partículas, situadas no centro do canal vertical, alcançam a região da fratura, no entanto, apenas em $t_{IP}=3,5$ s que ocorre a entrada das primeiras partículas na fratura, uma vez que o alto gradiente de velocidade neste local modifica o padrão da trajetória das partículas. Em $t_{IP}=4,0$ s as partículas iniciam a etapa de deposição na parede inferior do canal fraturado. Já em $t_{IP}=7,0$ s é possível notar a formação de um leito de partículas.

Na Figura 6.12 observa-se o leito de partículas se formando ao longo do canal fraturado. A partir de $t_{IP}=7$ s, é possível notar o aumento do comprimento do leito de partículas formado.

Figura 6.10: Injeção de partículas para os instantes de tempo iniciais para $Re = 250$; $P_{CH,o} = -199,803$ Pa, $P_{FR,o} = -261,297$ Pa, $\rho_p = 2,50$ kg/m³, $d_p = 1$ mm.



Fonte: Elaboração própria.

O monitoramento da pressão na superfície de entrada do canal $P_{CH,i}$, apresentado na Figura 6.13 (a) inicialmente possui o valor referente apenas a perda de carga do escoamento monofásico de fluido, necessária para manter o fenômeno de invasão inicial (imposto pelas condições de pressão $P_{CH,o}$ e $P_{FR,o}$). À medida que as partículas sólidas são injetadas no domínio, a perda de carga no canal aumenta e a pressão na entrada do canal deve aumentar para manter o mesmo número de Reynolds do escoamento. O valor de $P_{CH,i}$ tende a se estabilizar no momento em que as partículas deixam o domínio na saída do canal. A pressão na superfície de entrada do canal $P_{CH,i}$ é adimensionalizada em

função da pressão do escoamento monofásico na Figura 6.13 (b), sendo notável o incremento de pressão em aproximadamente três vezes para que as características do escoamento no canal sejam mantidas.

Figura 6.11: Processo de formação e leito na fratura ao longo do tempo para $Re = 250$; $P_{CH,0} = -199,803$ Pa, $P_{FR,0} = -261,297$ Pa, $\rho_p = 2,50$ kg/m³, $d_p = 1$ mm.

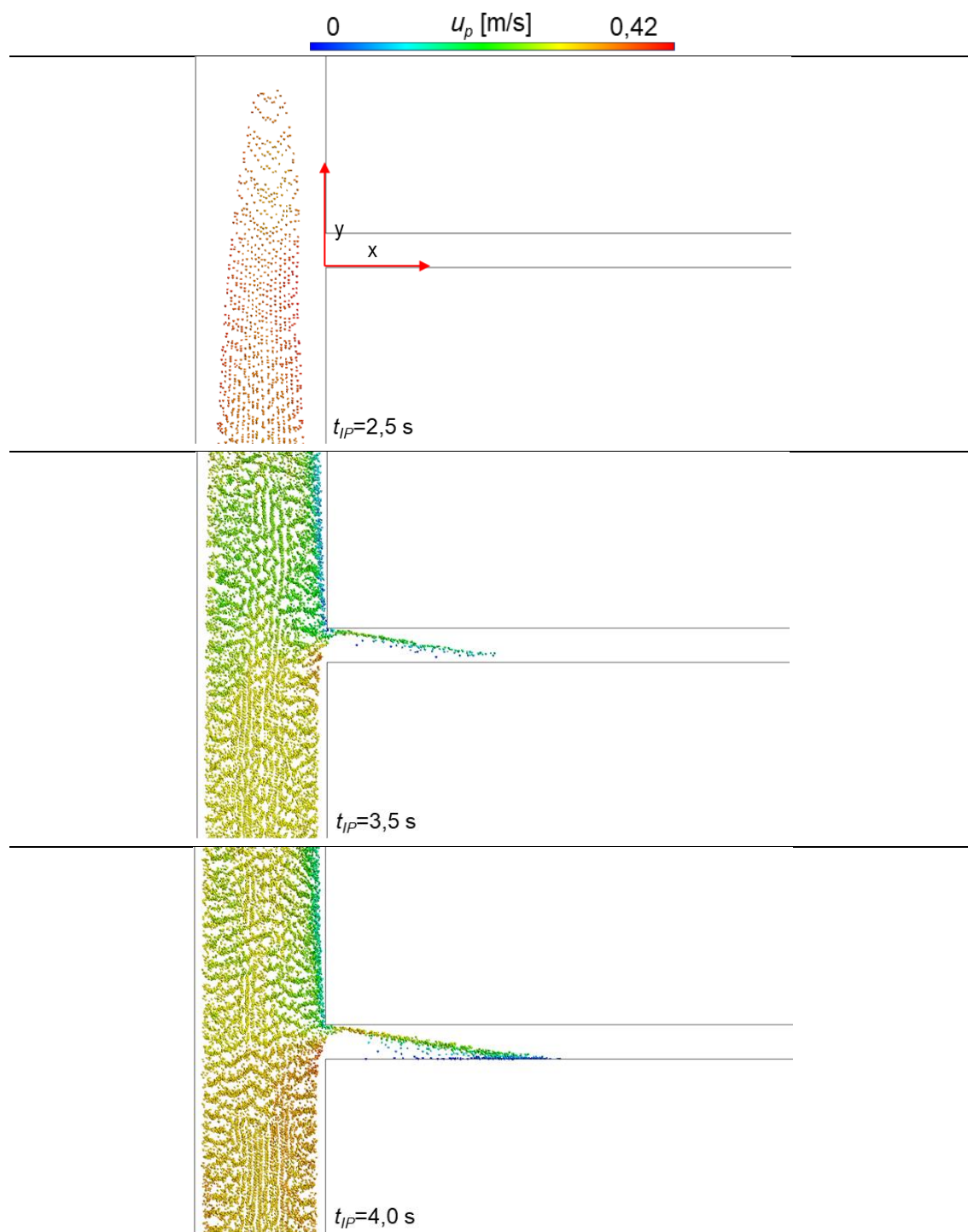
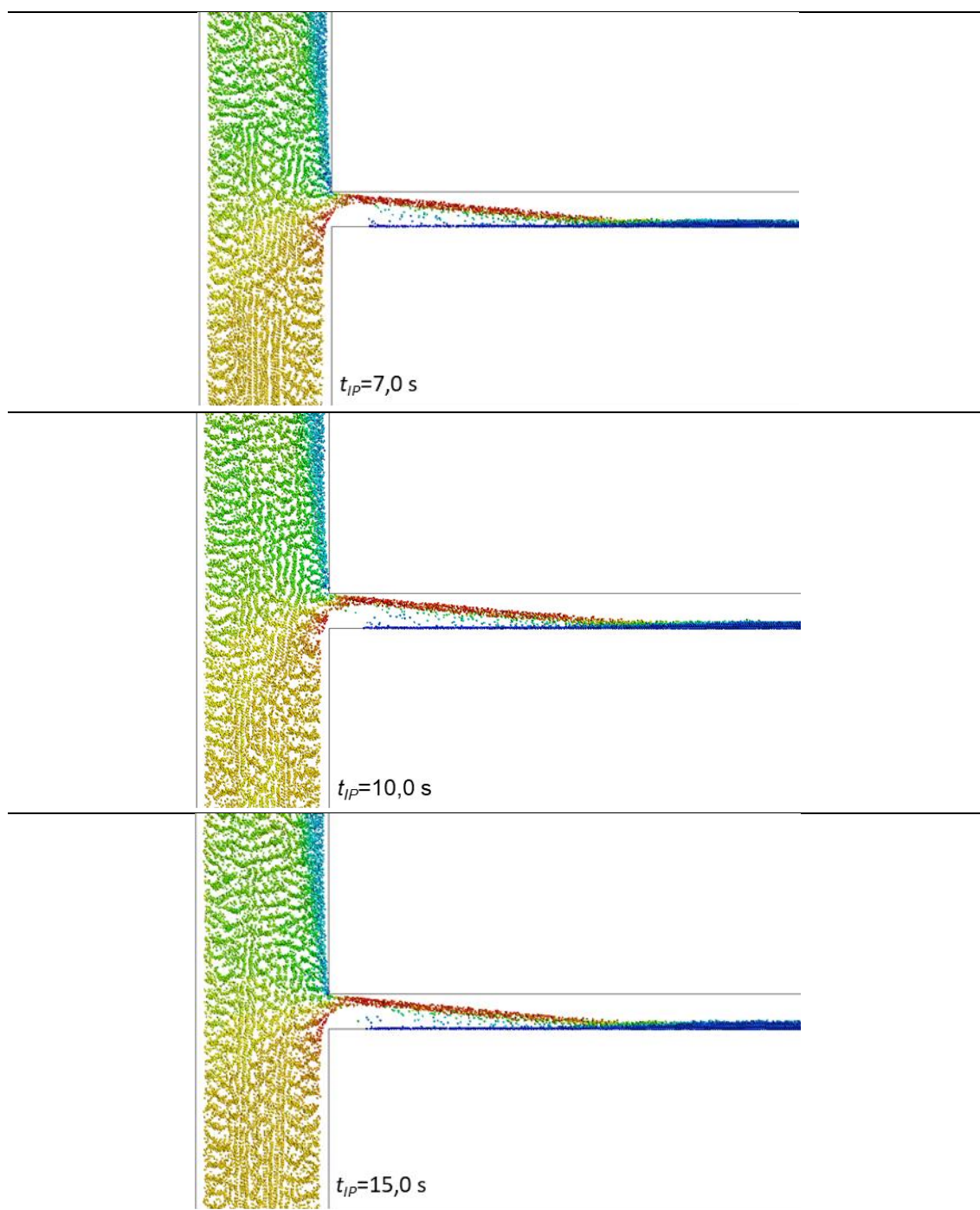


Figura 6.11, continuação na página seguinte.

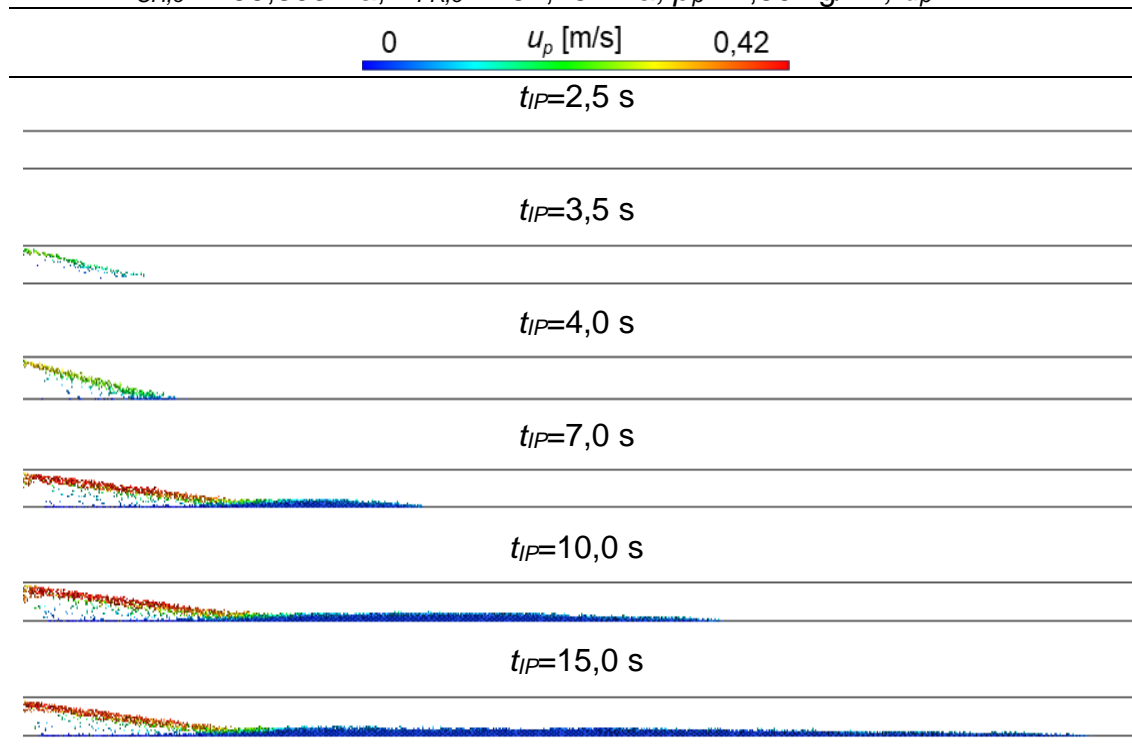


Fonte: Elaboração própria.

Na Figura 6.13 (c), nota-se que nos primeiros instantes de tempo a vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,0}$ permanece constante, sendo alterada quando as primeiras partículas entram na região da fratura, tal como mostrado no instante 3,5 s na Figura 6.11. O efeito inicial é um aumento da vazão de fuga pela fratura, devido ao aumento da perda de carga no canal vertical, tal como mostrado na Figura 6.13 (a), que impulsiona as partículas para o interior da fratura. À medida que o leito de partículas é formado a partir de 7 s, a $Q_{\beta,FR,0}$

apresenta similarmente aos resultados de De Lai (2013) e Barbosa (2015a). A vazão volumétrica perdida na fratura é adimensionalizada em relação à vazão mássica de fluido que entra no canal $Q_{\beta,CH,i}$, Figura 6.13 (d).

Figura 6.12: Preenchimento da fratura ao longo do tempo para $Re = 250$; $P_{CH,0} = -199,803$ Pa, $P_{FR,0} = -261,297$ Pa, $\rho_p = 2,50$ kg/m³, $d_p = 1$ mm.



Fonte: Elaboração própria.

Figura 6.13: Monitoramento de (a) $Q_{\beta,FR,0}$, (b) q_f , (c) $P_{CH,i}$ e (d) P_{adi} ao longo do tempo para o processo de preenchimento de fratura.

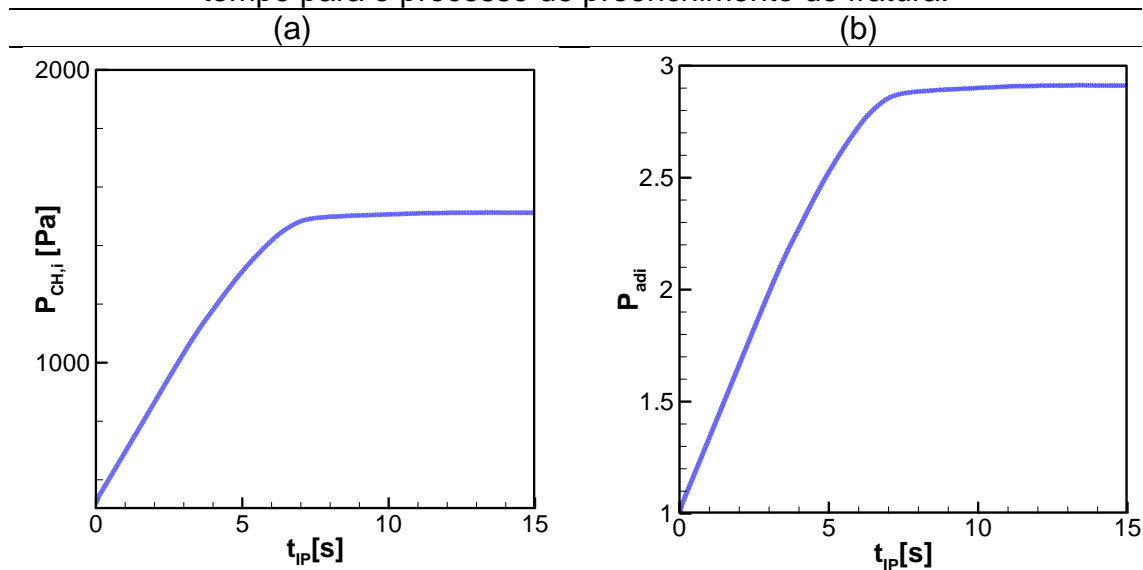
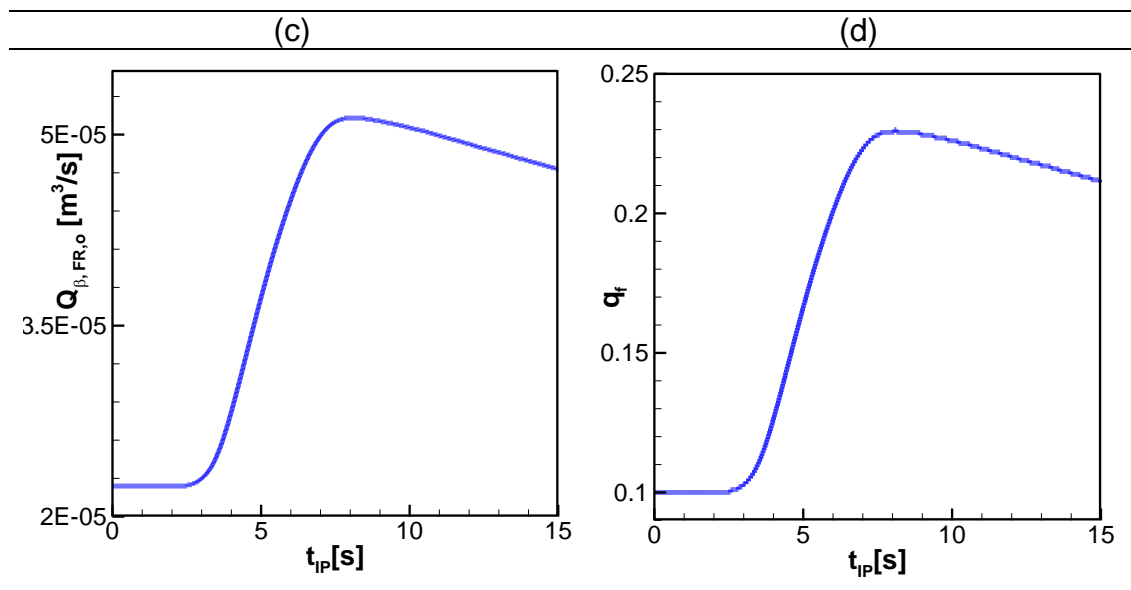


Figura 6.13, continuação na página seguinte.



Fonte: Elaboração própria.

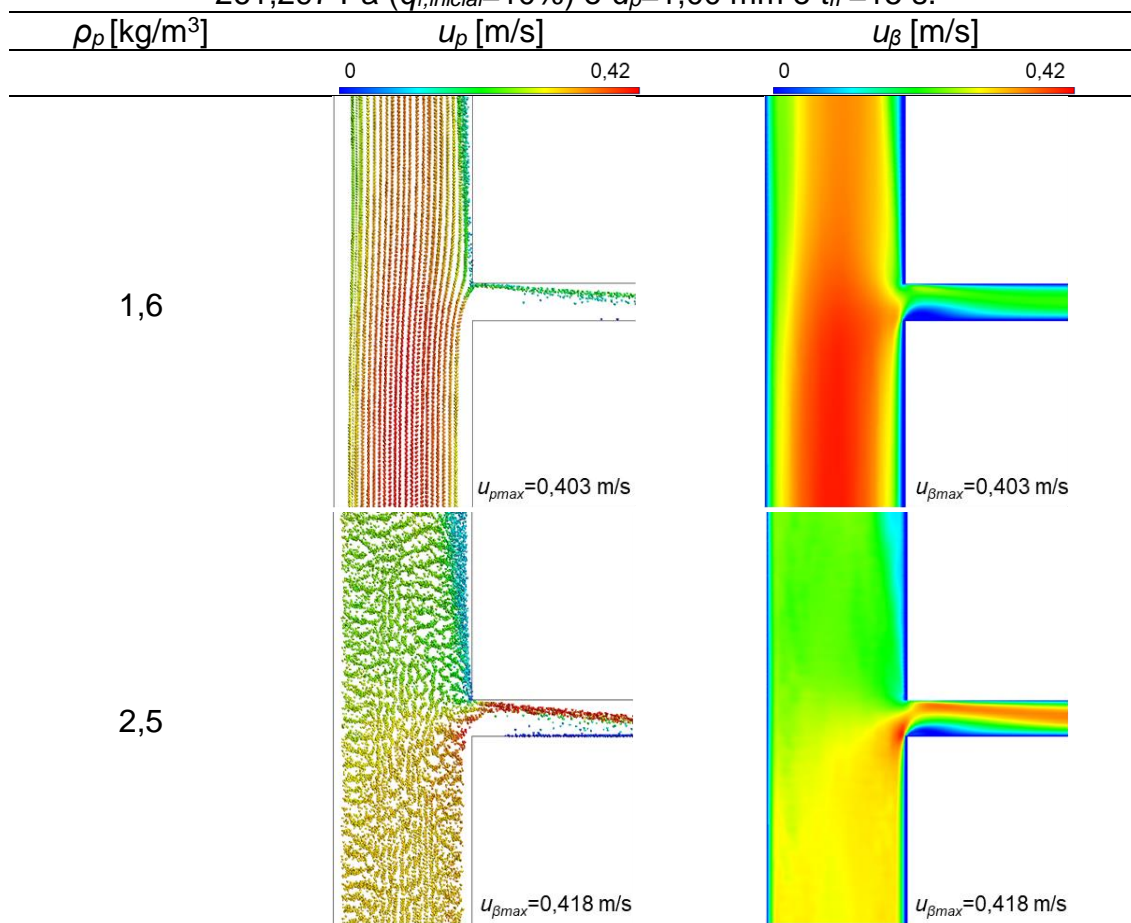
6.5 INFLUÊNCIA DA MASSA ESPECÍFICA DA PARTÍCULA

É avaliado o efeito da variação da massa específica da partícula $\rho_p=(1,6; 2,5 \text{ kg/m}^3)$ para partículas de diâmetro $d_p=1,00 \text{ mm}$ em um escoamento com $Re_{CH,F}=250$ de dois fluidos: newtoniano e não newtoniano de lei de potência. O fluido newtoniano apresenta massa específica $\rho_\beta=1188 \text{ kg/m}^3$ e viscosidade de $\mu_\beta=2,797 \times 10^{-2} \text{ Pa.s}$, e o fluido de lei de potência apresenta massa específica $\rho_\beta=1005 \text{ kg/m}^3$, viscosidade aparente na taxa de deformação de 1000 s^{-1} de $\mu_\beta=1,63 \times 10^{-2} \text{ Pa.s}$, índice de potência de $n=0,498$ e índice de consistência de $k=0,538 \text{ Pa.s}^n$.

Na Figura 6.16 é apresentado o comportamento de entrada de partículas na fratura, bem como o campo de velocidade para o escoamento de fluido newtoniano utilizando partícula de abrasivo plástico ($\rho_p = 1,6 \text{ kg/m}^3$) e de vidro ($\rho_p = 2,5 \text{ kg/m}^3$).

As partículas com massa específica maior apresentam uma grande capacidade de desacelerar o fluido no canal vertical, tal como pode ser observado pelo campo de velocidade do fluido, o que resulta nas partículas terem maior inércia para alterar sua trajetória e entrar na fratura. Para razão de massa específica de 2500 kg/m^3 , a concentração de partículas no canal vertical é maior do que para 1600 kg/m^3 , devido a sua dificuldade de ser transportada.

Figura 6.14: Efeito da massa específica na velocidade da partícula e no campo de velocidade do fluido newtoniano para $Re=250$, $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa ($q_{f, inicial}=10\%$) e $d_p=1,00$ mm e $t_{IP}=15$ s.



Fonte: Elaboração própria.

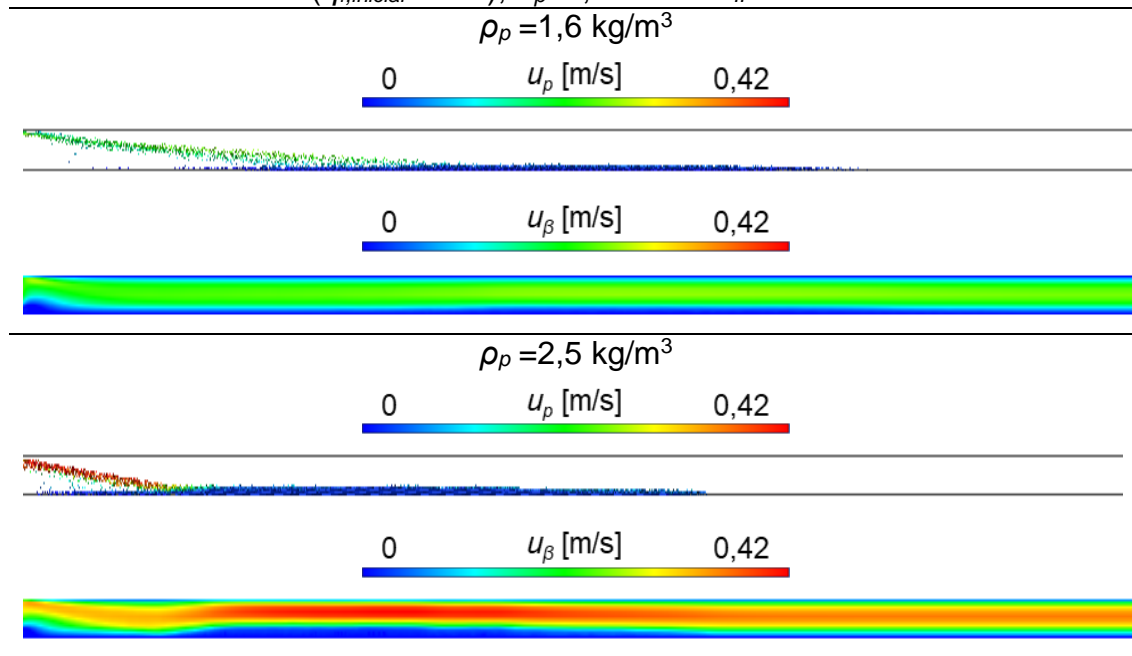
A configuração do leito de partículas, bem como os perfis de velocidades no canal fraturado para escoamento líquido-sólido em fluido newtoniano utilizando partícula de abrasivo plástico ($\rho_p = 1,6$ kg/m³) e de vidro ($\rho_p = 2,5$ kg/m³), para $t_{IP}=15$ s, são apresentados na Figura 6.15.

Para o uso da partícula de abrasivo plástico, o leito formado pelas partículas no canal fraturado se inicia numa região afastada da entrada da fratura, além de apresentar comprimento longo e altura baixa, se estendendo por toda a fratura. Esse fenômeno ocorre devido ao baixo peso das partículas, tornando-as mais fáceis de serem carregadas pelo fluido.

É possível observar que para o uso das esferas de vidro, a formação do leito de partículas ocorre próximo da entrada da fratura e apresenta o comprimento pequeno. Isso acontece porque as partículas são mais pesadas e

tendem a se depositar nas proximidades da entrada da fratura e formar um leito mais compacto.

Figura 6.15: Efeito da massa específica de partícula no leito de partículas e no campo de velocidade para $Re=250$, $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa ($q_{f, inicial}=10\%$), $d_p=1,00$ mm e $t_{IP}=15$ s.



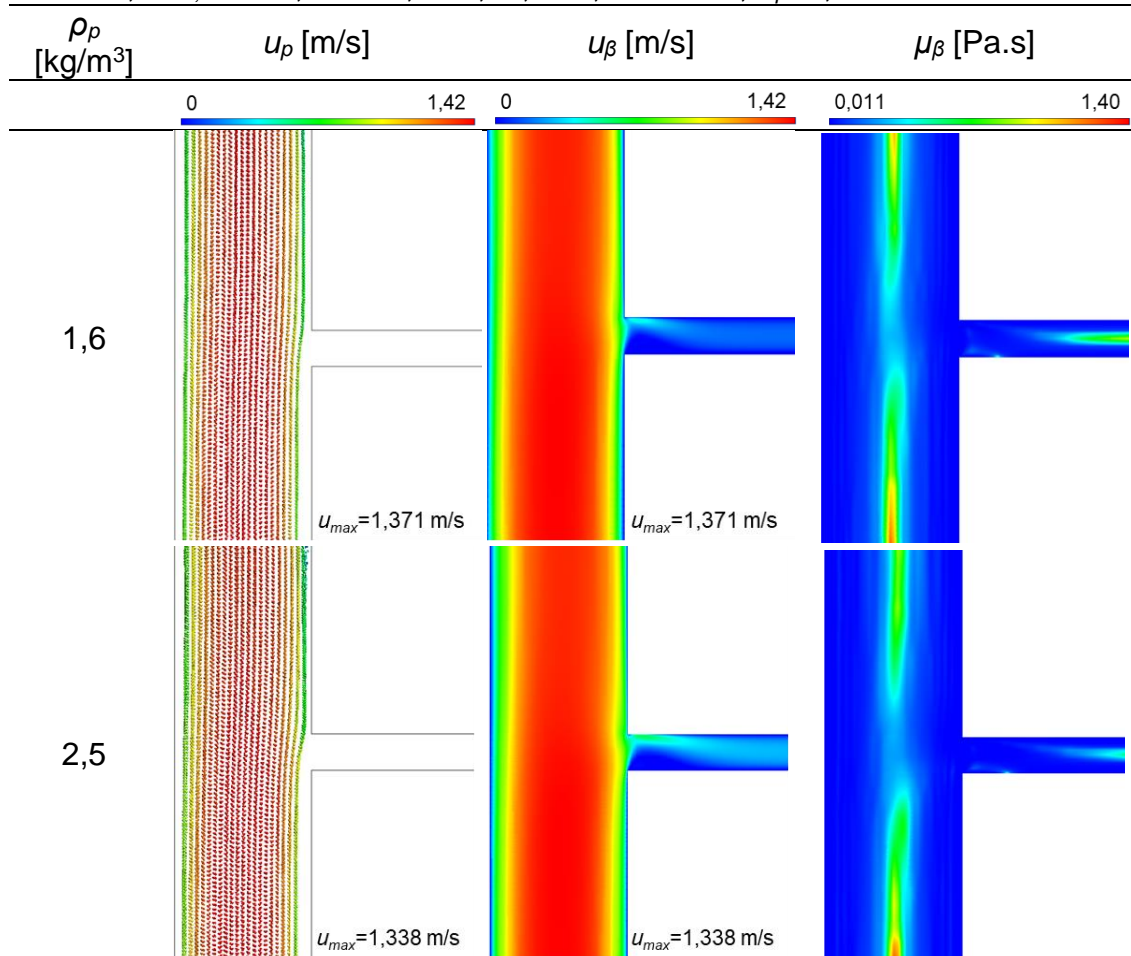
Fonte: Elaboração própria.

Como se pode observar na Figura 6.15, o leito de partículas apresenta influência direta no escoamento do fluido. Ocorre o aumento da velocidade do fluido a medida que ocorre o estreitamento do canal livre, ou seja, a medida que o leito de partículas preenche o canal.

Na Figura 6.16 é apresentado o comportamento de entrada de partículas na fratura, assim como os campos de velocidades e de viscosidade, para o escoamento de fluido de lei de potência utilizando partícula de abrasivo plástico ($\rho_p = 1,6 \text{ kg/m}^3$) e de vidro ($\rho_p = 2,5 \text{ kg/m}^3$).

É visível que para a configuração de fluido de lei de potência adotada no presente trabalho e escoamento de $Re_{CH,F}=250$, a velocidade do fluido no canal vertical é maior do que em relação ao fluido newtoniano, o que resulta numa maior inércia do escoamento. O aumento da massa específica da partícula resulta em uma leve redução da velocidade do fluido no canal vertical, mas não foi suficiente para que as partículas entrem na fratura.

Figura 6.16: Efeito da massa específica na velocidade da partícula e nos campos de velocidade e de viscosidade do fluido para $Re=250$, $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $n=0,98$, $k=0,538$ Pa.sⁿ, $d_p=1,00$ mm e $t_{IP}=5$ s.

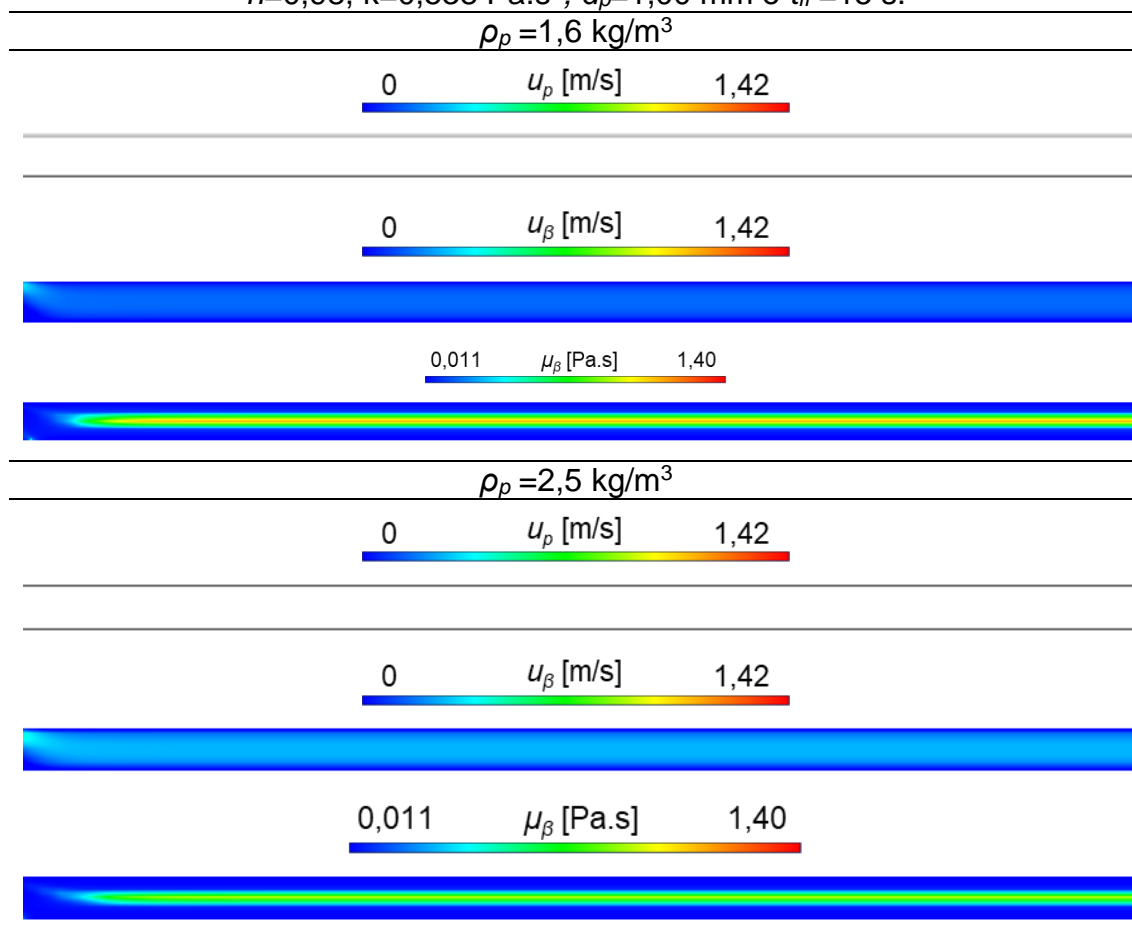


Fonte: Elaboração própria.

Os resultados da formação do leito de partículas, os campos de velocidades e de viscosidades no canal fraturado para escoamento líquido-sólido em fluido de lei de potência utilizando abrasivo plástico ($\rho_p=1,6$ kg/m³) e de vidro ($\rho_p=2,5$ kg/m³), para $t_{IP}=5$ s, são retratados na Figura 6.17.

Como não houve entrada de partículas para a fratura, não se percebe grandes diferenças entre as duas simulações, apenas um leve aumento no campo de velocidade para maior massa específica da partícula. Este fenômeno ocorre porque a desaceleração do fluido no canal vertical reduz a inercia do fluido.

Figura 6.17: Efeito da massa específica de partícula no leito de partículas e no campo de velocidade para $Re=250$, $P_{CH,o}=-199,803$ Pa, $P_{FR,o}=-261,297$ Pa, $n=0,98$, $k=0,538$ Pa.sⁿ, $d_p=1,00$ mm e $t_{IP}=15$ s.



Fonte: Elaboração própria.

Na Figura 6.18 é apresentado o monitoramento de vazão volumétrica perdida na fratura $Q_{\beta,FR,O}$ [m³/s], da vazão de fuga percentual na fratura q_f [-], da pressão na entrada do canal $P_{CH,i}$ [Pa] e da pressão adimensional na entrada do canal P_{adi} [-]. A pressão na entrada do canal é adimensionalizada utilizando seu valor antes da injeção de partículas.

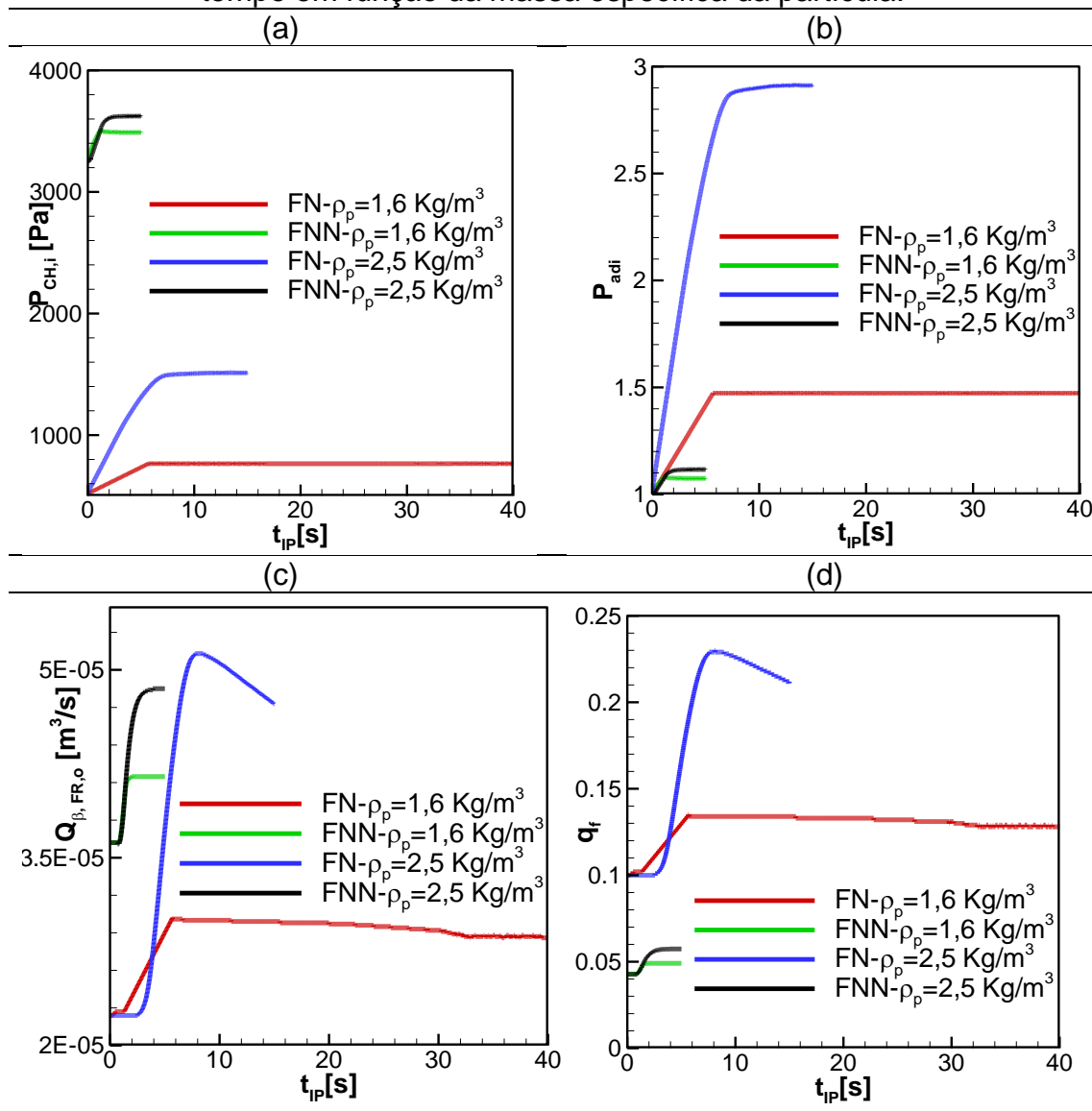
Na Figura 6.18(a), fica evidente que o aumento do peso das partículas eleva a pressão na entrada do canal vertical. Na Figura 6.18(b), é apresentada a pressão na superfície de entrada do canal vertical CH_i de maneira adimensional, observa-se que nos casos de fluido newtoniano, o aumento de pressão é muito mais acentuado do que em comparação aos casos de fluido de lei de potência.

Para o monitoramento de vazão volumétrica perdida na fratura, Figura 6.18(c), observa-se que os picos para os casos com partículas com maiores

massas específicas são mais acentuado do que em comparação às partículas mais leves. Isso ocorre porque as partículas com massa específica maior resultam numa maior inercia do fluido, aumentando a vazão para a fratura.

Apesar dos casos simulados apresentarem um crescimento inicial da vazão de fuga percentual na fratura, como apresentado na Figura 6.18(d), as situações com fluido newtoniano manifestam uma tendência de queda, similar aos resultados de De Lai (2013) e Barbosa (2015a). As simulações com fluido não newtoniano não apresentam essa tendência porque não houve a entrada de partículas no canal fraturado para os parâmetros de simulação considerados.

Figura 6.18: Monitoramento de (a) $P_{CH,I}$ (b) P_{adi} , (c) $Q_{\beta,FR,O}$ e (d) q_f ao longo do tempo em função da massa específica da partícula.



Fonte: Elaboração própria.

6.6 SÍNTESE DO CAPÍTULO 6

No presente capítulo são apresentados os resultados obtidos para simulações numéricas que visam a mitigação do fenômeno de perda de circulação, através do uso de fluido de lei de potência e de partículas sólidas.

Na 6.2, é investigada a influência vazão de fuga inicial na fratura e do número de Reynolds do escoamento durante o problema de invasão com fluido newtoniano. É possível notar que as variações na vazão de fuga inicial apresentam influência maior sobre a velocidade do escoamento na região da entrada da fratura em comparação às variações do número de Reynolds.

Na Seção 6.3, é analisada a influência da utilização de fluido de lei de potência para reduzir os efeitos da perda de circulação, primeiramente é variado o número de Reynolds do escoamento do canal vertical, e em seguida é avaliado a mudança de configuração da viscosidade aparente do fluido utilizado.

Os processos de injeção de partículas e de preenchimento da fratura são explicados na Seção 6.4 e na Seção 6.5 é averiguada a influência da massa específica da partícula em escoamentos de fluido newtoniano e de lei de potência na mitigação da perda de circulação.

7 CONCLUSÕES

No presente trabalho é investigado de forma numérica o uso de fluido de lei de potência e de partículas sólidas para o combate do fenômeno de perda de circulação, utilizando material particulado e fluido de lei de potência, para o combate do fenômeno de perda de circulação em formações rochosas durante a operação de perfuração na indústria de óleo e gás.

O sistema poço-formação-fratura é modelado como um canal vertical de seção transversal retangular perpendicular a um canal horizontal de seção transversal retangular. As condições de contorno caracterizam o fenômeno de perda de circulação, prescrevendo uma vazão inicial de fuga através da fratura.

O fenômeno de obstrução da fratura é avaliada sob uma perspectiva de Euler-Lagrange, sendo possível discernir visualmente as fases dispersa e contínua. A solução do escoamento bifásico líquido-sólido é definida através da utilização do modelo de Método de Fase Discreta Densa (DDPM), enquanto as forças e torques de colisão devido à interação entre as partículas e entre partícula e parede é calculada a partir do Método dos Elementos Discretos (DEM). Devido à complexidade do acoplamento DDPM-DEM e quantidade significativa de parâmetros numéricos (e.g. passo de tempo, malha, parâmetros do modelo numérico), são realizados testes de verificação (e.g. velocidade terminal, colisão normal de partícula, colisão oblíqua de partícula, escoamento líquido-sólido em canal horizontal, escoamento monofásico de fluido de lei de potência em canal horizontal, escoamento líquido-sólido de fluido não newtoniano em canal horizontal no decorrer do trabalho.

O processo de combate à perda de circulação é caracterizado com base na variação de parâmetro do escoamento (e.g. número de Reynolds no canal, vazão inicial de fuga), das propriedades do fluido de lei de potência (e.g. viscosidade aparente, índice de potência, índice de consistência) e das propriedades das partículas sólidas (e.g. massa específica). A avaliação da eficiência da utilização de partículas sólidas e de fluido de lei de potência no combate à invasão de fluido é efetuada através do monitoramento de variáveis de interesse, como os campos de velocidade, pressão e viscosidade dos fluidos, a vazão de fuga percentual na fratura (q_f), de vazão volumétrica perdida na fratura ($Q_{\beta,FR,0}$), a pressão na entrada do canal ($P_{CH,i}$), a pressão adimensional

na entrada do canal vertical (P_{adi}) e as características dimensionais do leito de partículas (e.g. espessura, penetração na fratura, altura).

O aumento da porcentagem de vazão de fluido pela fratura proporciona a diminuição da diferença de pressão entre $P_{CH,O}$ e $P_{CH,I}$ e o aumento da diferença de pressão entre $P_{FR,O}$ e $P_{CH,I}$. O número de Reynolds do escoamento possui influência na velocidade do fluido, aumentando efeito cinético da velocidade no canal.

A análise da variação do número de Reynolds para fluido de lei de potência evidencia que ocorre invasão de fluido da fratura para o canal vertical para números de Reynolds baixos. Com o aumento da viscosidade aparente do fluido de trabalho, ocorre a diminuição da vazão volumétrica de fluido para a fratura.

Por fim notou-se que para a configuração de fluido newtoniano, foi possível visualizar a formação do leito de partículas, e a massa específica da partícula apresentou grande influência nas características do leito. Partículas mais leves foram mais facilmente carregadas e depositadas mais afastadas da entrada da fratura, já partículas mais pesadas se depositaram logo depois de entrar no canal fraturado. Para as simulações utilizando de fluido de lei de potência, a velocidade do fluido no canal vertical se torna muito elevada, o que resulta nas partículas não alterarem sua trajetória para o interior da fratura, independente da massa específica da partícula sólida.

7.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Como primeira oportunidade, destaca-se a importância de realizar novos testes de escoamento líquido-sólido com fluido de lei de potência, a fim de diminuir a velocidade no canal vertical, e assim, poder analisar a formação de leito de partículas.

A segunda sugestão a ser realizada é a integração de uma interface porosa no canal horizontal, representando o cenário em que o fluido de perfuração invade regiões rochosas de alta permeabilidade. Isso permite analisar outros efeitos da interação fluido-partícula, como a aglomeração vertical de partículas na parede porosa, fenômeno conhecido como formação de torta.

Outra sugestão é o estudo de fluidos não newtonianos. Como por exemplo, pelo modelo Herschel-Bulkley, que é o mais utilizado para descrever o fluido de

perfuração. Tal fluido apresenta uma tensão limite de escoamento (τ_0) a qual deve ser excedida pela tensão de cisalhamento τ_{xy} a fim de que haja escoamento, ou seja, o fluido tem a capacidade de manter partículas sólidas em suspensão.

Demais variações que também podem ser testadas que são relevantes ao processo de perfuração são:

- Diferentes diâmetros para as partículas sólidas;
- Abertura da fratura;
- Uso de partículas expansíveis (variação do diâmetro ao longo do tempo);
- Efeito de adesão;
- Meios porosos homogêneos.

REFERÊNCIAS

- ALMAGRO, S. P. B., FRATES, C., GARAND, J., MEYER, A. **Sealing fractures: Advances in lost circulation control treatments**. Oilfield Review Autumn, v. 26, n. 3, p. 4–13, 2014.
- ALMEIDA, F. T. G. M. C. **Sub e sobre pressões geradas pelo movimento axial transitório de colunas de perfuração**. Trabalho de Conclusão de Curso, Engenharia Industrial Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2009.
- ANDERSON, T. B. JACKSON, R. **A fluid mechanical description of fluidized beds - equations of motion**. Industrial Chemical Engineering Fundamentals, v. 6, n. 4, p. 527–539, 1967.
- ANDERSON, W.; BONHUS, D. L. **An implicit upwind algorithm for computing turbulent flows on unstructured grids**. Computer Fluids, v. 23, n. 1–21, 1994.
- ANDREATTA, L. V. R. **Escoamento em canal parcialmente poroso e fraturado**. Trabalho de Conclusão de Curso, Engenharia Industrial Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2011.
- BARBOSA, M. V. **Análise paramétrica de escoamento particulado aplicado ao preenchimento de fraturas**. Dissertação de mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2015.
- BARBOSA, M. V. DE LAI, F. C. FRANCO, A. T. WANDMANN, A. T. A. MARTINS, A. L. JUNQUEIRA, S. L. M. **Simulação numérica do escoamento particulado para o controle de fuga de fluidos em canais fraturados**. In VI Encontro Nacional de Hidráulica de poços de Petróleo e Gás, Rio Quente, GO, Brasil, 2015.
- BENCHABANE, A.; BEKKOUR, K. **Rheological properties of carboxymethyl cellulose (CMC) solutions**. Colloid and Polymer Science, v. 286, n. 10, p. 1173–1180, 2008.
- BERNT, A. REZA, L. **Petroleum Rock Mechanical: drilling operations and well design**. 1st edition, Gulf Professional Publishing, Oxford, UK, 2011.
- BICALHO, R. TAVARES, F. **Impacto do setor de Petróleo na Economia Brasileira: Grandes Números do Setor de Petróleo e Gás**. Centro de Excelência em Economia da Energia, 2016.
- BIRD, R.B., ARMSTRONG, R.C. HASSAGER, O. **Dynamics of Polymeric Liquid**. 1st edition, John Wiley e Sons, New York, NY, EUA, 1987.

BOURGOYNE JR, A. T. MILLHEIM, K. K. CHENEVERT, M. E. YOUNG JR, F. S. **Applied Drilling Engineering**. 2nd edition, Richardson, TX, EUA, Society of Petroleum Engineerings, 1991.

BRASIL. DECRETO Nº 9.478, DE 6 DE AGOSTO DE 1997. **Dos Princípios e Objetivos da Política Energética Nacional**, Brasília, DF, ago, 1997. Disponível em:< http://www.planalto.gov.br/ccivil_03/LEIS/L9478.htm>. Acesso em: 05 out. 2018.

BRENNEN, CHRISTOPHER E. **Fundamentals of multiphase flows**. 1st edition Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2005.

CAEN, R. CHILLINGAR, G.V. **Drilling fluids: State of the art**. Journal of Petroleum Science and Technology, v.14, p. 221-230, 1995.

CALÇADA, L. A.; DUQUE NETO, O. A.; MAGALHÃES, S. C.; SCHEID, C. M. BORGES FILHO, M. N., WALDMANN, A. T. A. **Evaluation of suspension flow and particulate materials for control of fluid losses in drilling operations**. Journal of Petroleum Science and Engineering, v.: 131, July 2016. Pp.: 1-10, 2015.

CANELAS, A. L. S. **Evolução da Importância Econômica da Indústria de Petróleo e Gás Natural no Brasil: Contribuição a Variáveis Macroeconômicas**. Dissertação de mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brasil, 2007.

CHHABRA R. P., RICHARDSON, J. F. **Non-Newtonian flow in the process industries**. 1st edition, Butterworth-Heinemann, Woburn, MA, 1999.

CHORIN, A. J. **Numerical solution of the Navier-Stokes equations**. Mathematics of Computation, v. 22, n. 104, p. 745–762, 1968.

CIVAN, F. **Reservoir Formation Damage**. 3rd edition, Gulf Professional Publishing, Cambridge, MA, 2007.

COOK, J., GROWCOOK, F., GUO, Q., HODDER, M., VAN OORT, E. **Stabilizing the wellbore to prevent lost circulation**. Oilfield Review Winter, 2011/2012, v. 23, n. 4, 2011.

CROWE, C. SOMMERFELD, M. TSUJI, Y. **Multiphase flow with droplets and particles**. 1st edition, CRC Press, Boca Raton, FL, EUA, 1998.

CUNDALL, P. A. STRACK, O. D. L. **A discrete numerical model for granular assemblies**. Geotechnique, v. 29, n. 1, p. 47–65, 1979.

DARTEVELLE, S. **Numerical and Granulometric Approaches to Geophysical Granular Flows**. Doctoral thesis, Michigan Technological University, Michigan, 2003.

DE LAI, F. C. **Simulação numérica do escoamento particulado para o preenchimento de canal fraturado**. Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2013.

DE LAI, F. C. BARBOSA, M. V. FRANCO, A. T. JUNQUEIRA, S. L. M. **Eulerian-Lagrangian simulation of particulate flow for sealing fractured channels**. In IV Journeys in Multiphase Flows, Campinas, SP, Brazil, 2015.

DENNIS, S. C. R. SINGH, S. N. INGHAM, D. B. **The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers**. Journal of Fluid Mechanics, v. 101, n. 2, p. 257–279, 1980.

DIAS, R. **Análise do escoamento em canais parcialmente porosos e fraturados**. Trabalho de Conclusão de Curso, Engenharia Industrial Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2010

DI RENZO, A. DI MAIO, F. P. **Comparison of contact-force models for the simulation of collisions in DEM-based granular flow codes**. Chemical Engineering Science, v. 59, n. 3, p. 525–541, 2004.

DONG, K. J. ZOU, R. P. YANG, R. Y. YU, A. B. ROACH, G. **DEM simulation of cake formation in sedimentation and filtration**. Minerals Engineering, v. 22, p. 921–930, 153, 2009.

EESA, M. **CFD Studies of Complex Fluid Flows in Pipes**. Tese de doutorado, University of Birmingham. Birmingham, 2009.

EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA – EPE (2014). **Balço Energético Nacional – BEN 2014**. MME/EPE. Disponível em: <<https://ben.epe.gov.br/>> acesso em: 04 out, 2018.

FENG, Y., JONES, J. F., GRAY, K. E. **A Review on Fracture-Initiation and -Propagation Pressures for Lost Circulation and Wellbore Strengthening**. SPE Drilling & Completion, v. 31(02), p. 134–144, (2016).

FERRAZ, A. S. F. **Efeito da Distribuição Granulométrica de Partículas Sólidas e de Polímeros Aniônicos na Formação da Torta de Filtração e no Volume de Filtrado**. Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro - UFRRJ, 2014.

FLUENT. **ANSYS FLUENT v17 - Theory Guide** ANSYS, Inc., 2016.

FRITOLI, G. S. **Avaliação experimental do processo estático de formação de reboco particulado em filtro prensa API**. Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, p.160, 2018.

FUNDAÇÃO GETÚLIO VARGAS – FGV (2016). **Petróleo e gás respondem por 4% do PIB**. Disponível em:<<https://fgvenergia.fgv.br/noticias/petroleo-e-gas-respondem-por-4-do-pib-aponta-pesquisa-da-fgv-energia>> Acesso em: 05 out. 2018.

GALA, D. M., TORALDE, J. S. **Managed Pressure Drilling 101: Moving Beyond “It’s Always Been Done That Way”**. The Way Ahead, v. 7, p. 12-14, 2011.

GHALAMBOR, A. SALEHI, S. SHAHRI, M. P. KARIMI. M. **Integrated workflow for lost circulation**. In SPE International Symposium and Exhibition on Formations and Damage Control. Lafayette, LA, USA, 26-28, fevereiro, 2014.

GONDRET, P. LANCE, M. PETIT, L. **Bouncing motion of spherical particles in fluids**. Physics of Fluids, v. 14, n. 2, p. 643–652, 2002.

GRAY, G. R, DARLEY , H. C. H. **Composition and properties of oil well drilling fluids**. 4 ed. Houston, TX. Gulf Publishing Company, 1980.

GROWCOCK, F. HARVEY, T. **Drilling fluids processing handbook**. 1st edition, Elsevier inc, 2005.

INSTITUCIONAL. **Participação do setor de petróleo e gás chega a 13% do PIB brasileiro**. Petrobras fatos e dados. Disponível em:< <http://www.petrobras.com.br/fatos-e-dados/participacao-do-setor-de-petroleo-e-gas-chega-a-13-do-pib-brasileiro.htm>>Acesso em: 05 out. 2018.

INTERNATIONAL ENERGY AGENCY – IEA .**Key World Energy Statistics**. 2013.

KRUGGEL-EMDEN, H. SIMSEK, E. RICKELT, S. WIRTZ, S. SCHERER, V. **Review and extension of normal force models for the Discrete Element Method**. Powder Technology, v. 171, n. 3, p. 157–173, 2007.

LAVROV, A. **Lost Circulation: Mechanisms and Solutions**. Gulf Professional Publishing, Cambridge, MA, USA, 2016.

LI, A. AHMADI, G. **Dispersion and deposition of spherical particles from point sources in a turbulent channel flow**. Aerosol Science and Technology, v. 16, p. 209–226, 1992.

LIU-CHAO, Q. **A hybrid DEM/CFD approach for solid-liquid flows**. Journal of Hydrodynamics, v. 26(1), p. 19-25, 2014.

LOTH, E. **Computational fluid dynamics of bubbles, drops and particles**. Cambridge University Press, 2010.

LOTH, E., TRYGGVASON, G., TSUJI, Y., ELGHOBASHI, S. E., CROWE, C. T., BERLEMONT, A., REEKS, M., SIMONIN, O.; FRANK, T.; ONISHI, Y.; VAN WACHEM, B. **Multiphase Flow Handbook**. Boca Raton, FL. CRC Taylor & Francis, 2006.

MEYER, B. R. **Generalized Drag Coefficient Applicable for All Flow Regimes**. Technology, Oil and Gas Journal, (maio), p. 71–77, 1986.

MCLEAN, A. WILDE, A. ZAMORRA, M. RAFFERTY, M. **The Top 10 Mud-Related Concerns in Deepwater Drilling Operations– Revisited After 10 Years**. AADE, 2010.

MORSI, S. A. ALEXANDER, A. J. **An investigation of particles trajectories in two-phase flow systems**. Journal of Fluid Mechanics, v. 55, n. 2, p. 193–208, 1982.

MORDANT, N.; PINTON, J. F. **Velocity measurement of a settling sphere**. The European Physical Journal B, v. 18, p. 343–352, 2000.

MURCHISON, W. J. **Lost Circulation for the Man on the Rig**. Murchison Drilling School, Inc, 2006.

NELSON, E. B. **Well cementing**. 2nd. ed. Elsevier Science Publisher, 2006.

NWAOJI, C.O. **Wellbore Strengthening- Nano-Particle Drilling Fluid Experimental Design Using Hydraulic Fracture Apparatus**. Tese de doutorado, University of Calgary, Calgary, Alberta, Canada, 2012.

OBRZUT, L. Q. SCHNEIDER, C. L. DE LAI, F. C. L. JUNQUEIRA, S. L. M. **Análise experimental do escoamento líquido-sólido para o controle de perda de circulação em canal fraturado: efeito da concentração de partículas**. In Rio Oil & Gas, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2016.

ODAR, F.; HAMILTON, S. **Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid**. Journal of Fluid Mechanics, v. 18, n. 2, p. 302–314, 1964.

OESTERLÉ, B.; DINH, T. B. **Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers**. Experiments in Fluids, v. 25, p. 16–22, 1998.

OLIVEIRA Jr., J. A. A.; RIBEIRO, D. C.; FONTES, C. E.; MARTINS, A. L.; MAGALHÃES, J. V. M. **Análise da deposição de areia em um rat-hole durante o gravel packing de um poço horizontal**. In III Encontro Nacional de Hidráulica de Poços, Campos do Jordão, SP, Brasil, 2009.

OLIVEIRA, J. A. A. SOUZA, J. Z. FONTES, C. E. WANDMANN, A. T. A. MARTINS, A. L. **Modeling Drilling Fluid Losses in Fractured Reservoirs**. In SPE Latin American and Caribbean Petroleum Engineering Conference, Mexico City, Mexico, 2012.

PATANKAR, S. V. SPALDING, D. **A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 15, n. 10, p. 1787 – 1806, 1972.

PATANKAR, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. Hemisphere/McGraw-Hill, 1980.

PEKER, S. M., HELVACI, S. S. **Solid-liquid two-phase flow**. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier, 2008.

PEREIRA, F. B. SCHNEIDER, C. L. DE LAI, F. C. WALDMANN, A. T. A. MARTINS, A. L. JUNQUEIRA, S. L. M. **Estudo numérico-experimental do escoamento líquido-sólido estratificado em canal horizontal**. In Encontro

Nacional de Hidráulica de perfuração de Poços de Petróleo, Pedra Azul, Domingo Martins – ES, 2017.

PEREIRA, F. B. **Análise experimental do escoamento particulado com fluido não newtoniano em canal vertical**. Trabalho de conclusão de curso, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, p.124, 2019.

POLETO, V.G. **Modelagem e simulação numérica da deposição de partículas em meio poroso: um estudo da formação de reboco durante a perfuração de poço de petróleo**. Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, p.183, 2017.

POLETO, V.G. BARROS, V.S.L. DE LAI, F.C. JUNQUEIRA, S.L.M. **Simulação numérica euler-lagrange para escoamento particulado utilizando os modelos ddpm-dem**. In XXXVIII Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados, Maringá, PR, BR, 2017.

POOLE, R. J. RIDLEY, B. S. **Development-Length Requirements for Fully Developed Laminar Pipe Flow of Inelastic Non-Newtonian Liquids**. Journal of Fluids Engineering, v. 129, p. 1281-1287, 2007.

POPOFF, B. BRAUN, M. **A lagrangian approach to dense particulate flow**. 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF, Leipzig, SN, DE, 2007.

POWER, D, ZAMORA, M. **Drilling Fluid Yield Stress: Measurement Techniques for Improved Understanding of Critical Drilling Fluid Parameters**. In: AADE Technical Conference, Houston, TX, EUA, 2003.

PROSPERETTI, A. TRYGGVASON, G. **Computational methods for multiphase flow**. 1st. Ed. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2007.

SAFFMAN, P. G. **The lift on a small sphere in a slow shear flow**. Journal of Fluid Mechanics, v. 22, n. 2, p. 385–400, 1965.

SANTOS, O. L. A. **Segurança de poço em lâminas de Água ultrapofundas**. In: Encontro Nacional de Hidráulica de Perfuração e Completação de Poços de Petróleo e Gás. Domingos Martins, 2006.

ROCHA, L. A. S.; AZUAGA, D.; ANDRADE, R.; VIEIRA, J. L. B.; SANTOS, O. L. A. **Perfuração direcional**. Rio de Janeiro, RJ: Editora Interciência, 2011.

RUBINOW, S. I. KELLER, J. B. **The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid**. Journal of Fluid Mechanics, v. 11, n. 3, p. 447–459, 1961.

SCHWALBERT, M. P. **Simulação de Escoamento Não Newtoniano Não Isotérmicos e Suas Aplicações à Engenharia de Poços de Petróleo**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro. Rio de Janeiro, 2013.

SCHNEIDER, C. L. DE LAI, F. C. JUNQUEIRA, S. L. M. **Análise experimental do escoamento líquido-sólido para o controle de perda de circulação em canal fraturado: efeito da espessura da fratura.** In Rio Oil & Gas, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2016.

SCHNEIDER, C. **Estudo experimental da perda de circulação de fluido não newtoniano em meios porosos fraturados.** Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, p.147, 2019.

SKALLE, P. **Pressure control during oil well drilling.** P. Skalle & Ventus Publishing ApS, 2011.

SLATTERY, J. C. **Approximations to the Drag Force on a Sphere Moving Slowly Through either an Ostwald-de Waele or a Sisko Fluid.** American Institute of Chemical. Engineers Journal, v. 8, n. 5, p. 663–667, 1962.

THOMAS, J. E. **Fundamentos de engenharia de petróleo.** 1^o edição, Editora Interciência, 2001.

TSUJI, Y.; OSHIMA, T.; MORIKAWA, Y. **Numerical simulation of pneumatic conveying in a horizontal pipe.** KONA Powder and Particle Journal, v. 3, p. 38–51, 1985.

VASQUEZ, S. A.; IANOV, V. A. **A phase coupled method for solving multiphase problem on unstructured meshes.** In 2000 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Boston, MA, EUA, 2000.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method Fluid flow Handbook.** 2 edition, Pearson Prentice Hall, Essex, UK, 1995.

VIPULANANDAN, C.; RAHEEM, A.; BASIRAT, B.; MOHAMMED, A. S.; RICHARDSON, D. A. **New kinetic model to characterize the filter cake formation and fluid loss in HPHT process.** In Offshore Technology Conference, Houston, TX, USA, 2014.

WANG, G. PU, X. **Discrete element simulation of granular lost circulation material plugging a fracture.** Particulate Science and Technology, 32, 112-117, 2014.

WANG, H., SWEATMAN, R. ELGELMAN, B. DEEG, W. WHITFILL, D. SOLIMAN, M. TOWLER, B. F. **Best practice in understanding and managing lost circulation challenges.** Society of Petroleum engineers Drilling and Completion, p. 168-175, June 2008.

WASSERMAN, M. L. SLATTERY, J. C **Upper and Lower Bounds on the Drag Coefficient of Sphere in a Power-Model Fluid.** American Institute of Chemical. Engineers Journal, v. 10, n. 3, p. 383–388, 1964.

WHITFILL, D.L. HEMPHILL, T. **Pre-treating fluids with lost circulation materials.** Drilling contractor, 60 (3), pp.54-57. 2004

YU, A. B. XU, B. H. **Particle-scale modelling of gas-solid flow in fluidisation.** Journal of Chemical Technology and Biotechnology, v. 78, p. 111–121, 2003.

ZENG, J. LI, H. ZHANG, D. **Numerical simulation of proppant transport in hydraulic fracture with the upscaling CFD-DEM method.** Journal of Natural Gas Science and Engineering, v. 33, p. 264-277, 2016.

ZHU, H. P. ZHOU, Z. Y. YANG, R. Y. YU, A. B. **Discrete particle simulation of particulate systems: Theoretical developments.** Chemical Engineering Science, v. 62, n. 13, p. 3378–3396, 2007.

APÊNDICE A - TESTE DE MALHA

No presente apêndice é apresentado o teste de malha feito para o problema monofásico de fluido de lei de potência, representando o fenômeno de invasão, sendo que a construção das malhas computacionais são realizadas através da utilização do programa ANSYS FLUENT 19.2 (Ansys, 2019).

São investigados perfis de velocidades nas três direções (x , y , z) nas quatro regiões de interesse do canal fraturado descritas na Figura 3.3:

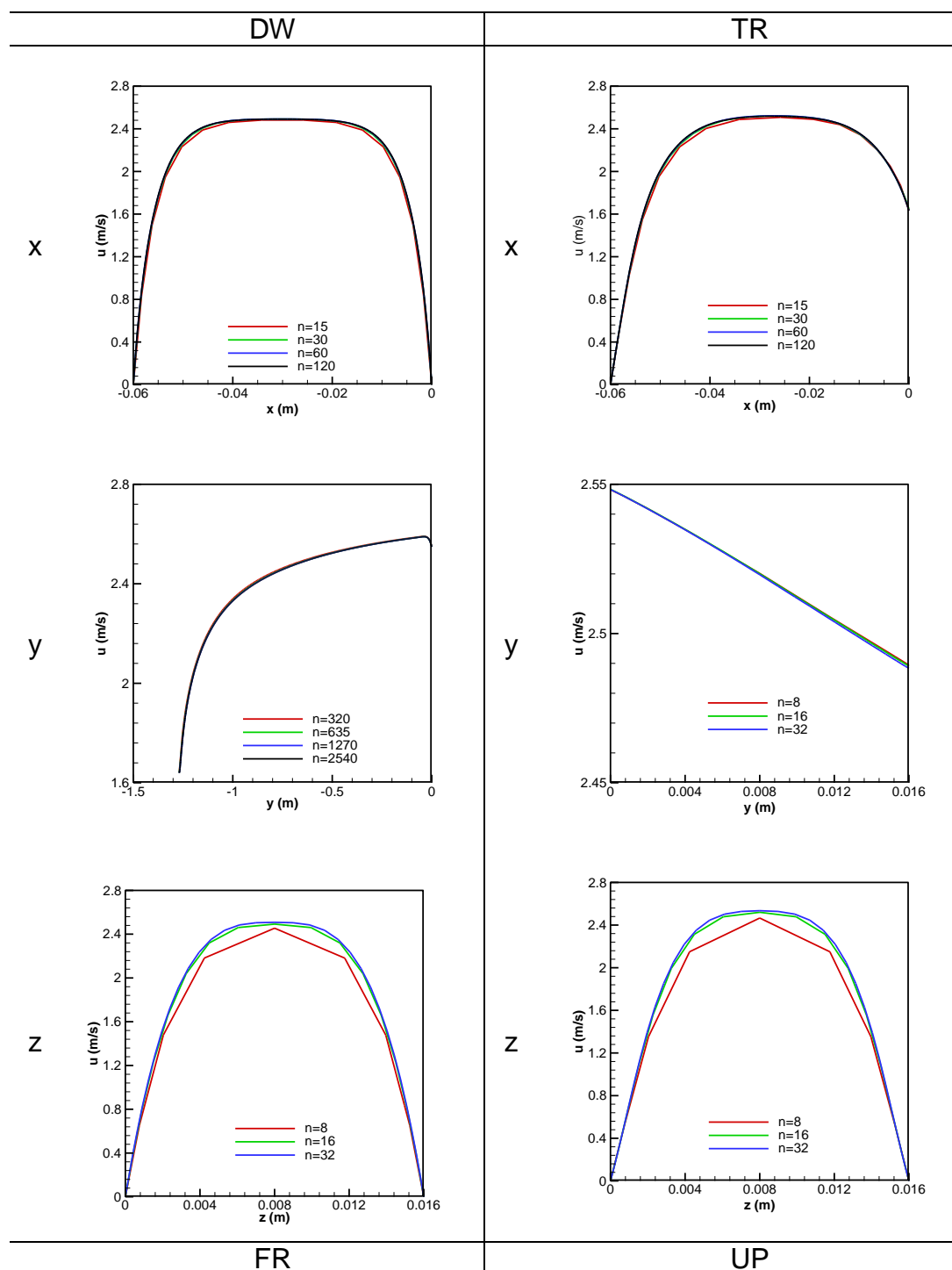
- UP_x : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção x , para região a montante superior da fratura (UP);
- UP_y : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção y , para região a montante superior da fratura (UP);
- UP_z : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção z , para região a montante superior da fratura (UP);
- DW_x : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção x , para região a montante inferior da fratura (DW);
- DW_y : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção y , para região a montante inferior da fratura (DW);
- DW_z : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção z , para região a montante inferior da fratura (DW);
- TR_x : superfície em uma posição na direção x , para região de transição para a fratura (TR);
- TR_y : superfície em uma posição na direção y , para região de transição para a fratura (TR);
- TR_z : superfície em uma posição na direção z , para região de transição para a fratura (TR);
- FR_x : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção x , para região da fratura (FR);
- FR_y : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção y , para região da fratura (FR);
- FR_z : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida na direção z , para região da fratura (FR);

A Tabela A-0.1 fornece os parâmetros dimensionais para a geração das malhas computacionais utilizadas nos testes de malhas para as quatro regiões de interesse.

Tabela A-0.1: Parâmetros da malha para o teste de malha.

Superfície de análise	Número de elementos em x	Número de elementos em y	Número de elementos em z
$DW_{,x}$	15	1270	16
	30		
	60		
	120		
$DW_{,y}$	60	320	16
		635	
		1270	
		2540	
$DW_{,z}$	60	1270	8
			16
			32
$TR_{,x}$	15	16	16
	30		
	60		
	120		
$TR_{,y}$	60	8	16
		16	
		32	
$TR_{,z}$	60	16	8
			16
			32
$FR_{,x}$	250	16	16
	500		
	1000		
	2000		
$FR_{,y}$	1000	8	16
		16	
		32	
$FR_{,z}$	1000	16	8
			16
			32
$UP_{,x}$	15	715	16
	30		
	60		
	120		
$UP_{,y}$	60	185	16
		360	
		715	
		1430	
$UP_{,z}$	60	715	8

A Figura A.0.1 apresenta os perfis de velocidade das superfícies de interesse.



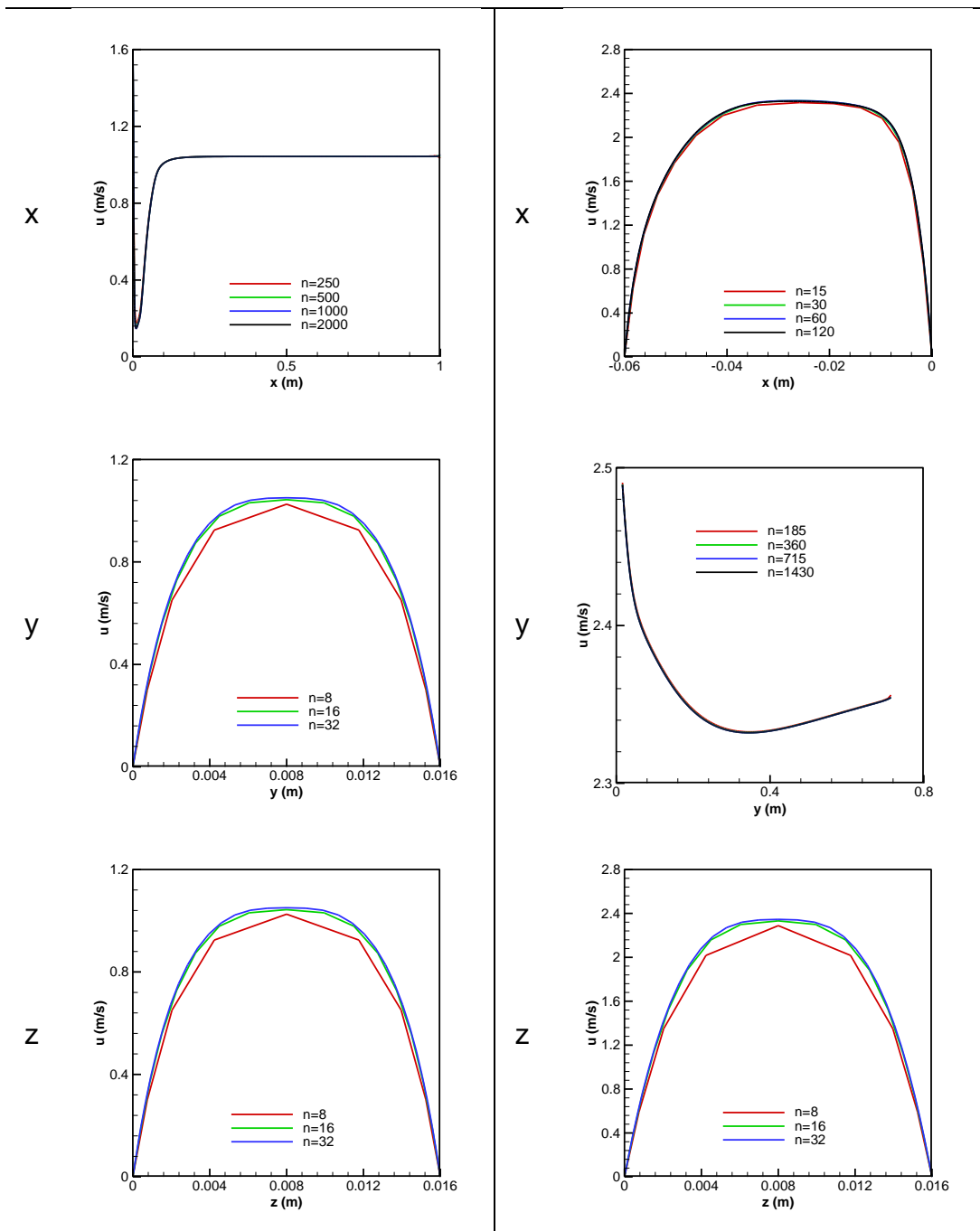


Figura A.0.1: Teste de malhas.

APÊNDICE B - PARÂMETROS DA SOLUÇÃO NUMÉRICA

Neste apêndice são apresentados os parâmetros numéricos utilizados para a simulação do escoamento bifásico líquido-sólido através do modelo DDPM-DEM. A denominação e nomenclatura dos parâmetros introduzidos neste apêndice estão conforme as encontradas no programa ANSYS FLUENT 19.2.

A Tabela B-0.1 fornece os parâmetros numéricos do processo iterativo, modo de rastreamento das partículas e modelo de interação com o fluido para o modelo DDPM. A Tabela B-0.2 apresenta os parâmetros físicos considerados para o modelo DDPM e também os parâmetros numéricos utilizados pelo método de cálculo que utiliza uma função de distribuição para os nós da malha computacional. Por fim Tabela B-0.3 mostra as configurações e modelos utilizados pelo processo iterativo para a resolução do problema.

Tabela B-0.1: Parâmetros da solução numérica do modelo DDPM.

	Interaction with continuous phase	on
	DPM interaction interval	50
	Unsteady particle tracking	on
	Max. number of steps	500
	Step Length factor	5

Tabela B-0.2: Parâmetros do modelo físico e numérico.

Physical models	Saffmann lift force	on
	Virtual mass force	on
	Pressure gradient force	on
	DEM collision	on
DEM collision model	DEM Adaptive collision mesh width	on
	Edge Scale Factor	1,5
	Maximum particle velocity	100
	Tracking scheme	implicit
Node based averaging	Average DPM sources	on
	Average DDPM variables	on
	Kernel settings	Gaussian
	Gaussian factor	1

Tabela B-0.3: Parâmetros de solução do processo iterativo do algoritmo do programa.

Pressure-velocity coupling		Phase coupled SIMPLE
Spatial Discretization	gradient	Least Squares Cell Based
	Momentum	First Order Upwind
	Volume fraction	First Order Upwind
Transient formulation		First Order Implicit
Under-Relaxation Factors	Pressure	0,3
	Density	1
	Body forces	1
	Momentum	0,7
	Volume fraction	1
	Discrete Phase Sources	1