

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA E DE MATERIAIS**

**MARCOS VINICIUS BARBOSA**

**ANÁLISE PARAMÉTRICA DE ESCOAMENTO PARTICULADO  
APLICADO AO PREENCHIMENTO DE FRATURAS**

**DISSERTAÇÃO**

**CURITIBA  
2015**

**MARCOS VINICIUS BARBOSA**

**ANÁLISE PARAMÉTRICA DE ESCOAMENTO PARTICULADO  
APLICADO AO PREENCHIMENTO DE FRATURAS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais da Universidade Tecnológica Federal do Paraná como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica. Área de Concentração: Ciências Térmicas.

Orientador: Prof. Dr. Silvio L. M. Junqueira

Coorientador: Prof. Dr. Admilson T. Franco

Coorientador: Me. Eng. Fernando C. De Lai

**CURITIBA**

**2015**

---

**Dados Internacionais de Catalogação na Publicação**

---

B238a Barbosa, Marcos Vinicius  
2015 Análise paramétrica de escoamento particulado aplicado ao preenchimento de fraturas / Marcos Vinicius Barbosa.-- 2015. 134 f.: il.; 30 cm

Texto em português, com resumo em inglês.  
Dissertação (Mestrado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Curitiba, 2015.  
Bibliografia: f. 115-120.

1. Escoamento multifásico. 2. Fluxo granular. 3. Materiais granulados - Dinâmica dos fluidos. 4. Mecânica da fratura. 5. Método dos elementos discretos. 6. Modelos matemáticos. 7. Métodos de simulação. 8. Engenharia mecânica - Dissertações.

I.  
Junqueira, Silvio Luiz de Mello, orient. II. Franco, Admilson Teixeira, coorient. III. De Lai, Fernando César, coorient. IV. Universidade Tecnológica Federal do Paraná - Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. V.

Título.

CDD 22 -- 620.1

---

**Biblioteca Central da UTFPR, Câmpus Curitiba**

# **TERMO DE APROVAÇÃO**

MARCOS VINICIUS BARBOSA

## **ANÁLISE PARAMÉTRICA DE ESCOAMENTO PARTICULADO APLICADO AO PREENCHIMENTO DE FRATURAS**

Esta Dissertação foi julgada para a obtenção do título de Mestre em Engenharia, área de concentração em Engenharia de Ciências Térmicas e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais.

---

Prof. Paulo C. Borges, Dr.  
Coordenador do Programa

### **Banca Examinadora**

---

Prof. Silvio L. M. Junqueira, Dr.  
PPGEM/UTFPR

---

Prof. Marcelo R. Errera, Dr.  
PG-MEC/UFPR

---

Prof. Admilson T. Franco, Dr.  
PPGEM/UTFPR

---

Prof. Cezar O. R. Negrão, Ph.D.  
PPGEM/UTFPR

---

Eng. Fernando C. De Lai, Me.  
UTFPR

Curitiba, 19 de março de 2015

# AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, Helio e Aparecida, que me ensinaram desde pequeno que a educação é *sempre* o melhor caminho. O apoio de vocês durante toda minha vida foi e é fundamental. Obrigado por tudo.

À minha irmã, Mayara, pelos momentos de alegria e descontração e pelas brigas, clássicas, entre irmãos.

Aos meus amigos e colegas que propiciaram bons momentos de convivência e boas risadas durante o café. Em especial ao Rômulo, Jairo e Luís por tantas e tantas conversas (algumas filosóficas) e por dividirem os momentos difíceis dessa jornada.

Aos professores Silvio Junqueira e Admilson Franco por acreditar na minha capacidade em realizar este trabalho.

Ao Eng. Me. Fernando De Lai pelo suporte imensurável durante o desenvolvimento deste trabalho.

Aos demais professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais - PPGEM, cujos ensinamentos levarei comigo para toda a vida.

Ao Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos - CERNN, pela estrutura fornecida para que este trabalho fosse desenvolvido.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq, cujo apoio financeiro possibilitou a realização deste trabalho.

*O otimista é um tolo.  
O pessimista, um chato.  
Bom mesmo é ser um realista esperançoso...*

Ariano Suassuna

# RESUMO

BARBOSA, Marcos Vinicius. Análise Paramétrica de Escoamento Particulado Aplicado ao Preenchimento de Fraturas. 2015. 134 f. Dissertação - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2015.

Dentre os diversos tipos de escoamentos multifásicos, o escoamento particulado desperta interesse devido à sua presença em diversos sistemas, como na indústria farmacêutica, química e de petróleo, entre outros. Na indústria petrolífera, especificamente, o escoamento particulado pode ser utilizado quando existe o fenômeno de invasão, caracterizado pela fuga de fluido do poço em direção à formação rochosa, associado à presença de fraturas. Partículas de granulometria selecionada são adicionadas ao fluido de perfuração para promover o preenchimento das fraturas e reestabelecer a circulação no poço. Nesse sentido, o objetivo deste trabalho é investigar o escoamento particulado aplicado ao preenchimento de uma fratura perfeitamente retangular e não permeável. A modelagem matemática do escoamento utiliza uma abordagem euleriana para a fase contínua (fluido) e lagrangiana para a fase discreta (partículas). Os modelos numéricos aplicados para a solução do problema consistem no *Dense Discrete Phase Model* (DDPM) para o cálculo do acoplamento entre as partículas e o fluido e do *Discrete Element Method* (DEM) para contabilizar as colisões entre partículas. A análise em questão mostra a influência do comprimento da fratura ( $h_{FR}$ ), de parâmetros do escoamento (número de Reynolds -  $Re$  e viscosidade dinâmica do fluido -  $\mu_\beta$ ), das partículas (diâmetro da partícula -  $D_p$  e razão entre massa específica da partícula e fluido -  $\rho_{p/\beta}$ ) e do processo de injeção (número de partículas injetadas -  $N_{p,inj}$ ) sobre a formação do leito de partículas. Tal influência é analisada através do comprimento ( $h_{pct}$ ) e posicionamento ( $h_{pct}$ ) do leito, além do preenchimento vertical da fratura ( $e_{pct}$ ). Um leito de partículas ótimo é capaz de reduzir a vazão de fuga ( $Q_{fuga}$ ) até um patamar próximo de zero, se formar no menor tempo possível ( $t_{est}$ ), próximo à entrada da fratura, apresentando um comprimento mínimo e um preenchimento vertical máximo. Para obter um leito ótimo, a pressão na entrada do canal ( $p_{m,CH,i}$ ) deve ser monitorada para garantir que a pressão de fratura, que é a pressão na qual existe a falha mecânica da formação, não seja ultrapassada pela pressão gerada pela injeção de partículas. A pressão de entrada é analisada através da adimensionalização em relação à pressão no fenômeno de invasão, antes da injeção de partículas e em relação ao gradiente de pressão gerado entre a saída do canal e a saída da fratura. Os resultados obtidos mostram que todos os parâmetros são capazes de alterar as características geométricas do leito, mostrando uma influência direta na vazão de fuga e no tempo de preenchimento.

**Palavras-chave:** escoamento particulado, fratura, canal fraturado, DDPM-DEM.

# ABSTRACT

BARBOSA, Marcos Vinicius. Parametric Analysis of Particulate Flow Applied to Filling Fractures. 2015. 134 f. Dissertação - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2015.

Among the most diverse types of multiphase flow, the particulate flow raises interest due to its presence in several systems such as pharmaceutical, chemical and oil and gas industry. Specifically in the oil and gas industry the particulate flow may be applied upon the appearance of the invasion phenomenon, characterized by the fluid loss to the reservoir, associated to the presence of fractures. Particles with selected granulometry are added to the mud in order to fill the fractures and reestablish circulation. In this line, the aim of this work is to investigate the particulate flow applied to the filling of a perfectly rectangular and impermeable fracture. The flow is mathematically modeled by an eulerian approach applied to the continuous phase (fluid) and by a lagrangian approach applied to the discrete phase (particles). The numerical models used to attain the solution of the problem are the Dense Discrete Phase Model (DDPM) which accounts for the coupling between the phases and the Discrete Element Method (DEM) which calculates particle collision. The analysis shows the influence of the fracture length ( $h_{FR}$ ), flow parameters (Reynolds number -  $Re$  and dynamic viscosity -  $\mu_\beta$ ), particle parameters (diameter -  $D_p$  and specific mass ratio between particles and fluid -  $\rho_{p/\beta}$ ) and parameters of the injection process (number of injected particles -  $N_{p,inj}$ ) on the formation of the bed. Such influence is analyzed through the length ( $h_{pct}$ ) and height ( $h_{pct}$ ) of the bed and the vertical filling of the fracture ( $e_{pct}$ ). An optimal bed would be capable to attain a fluid loss close to zero in the least time possible ( $t_{est}$ ) by forming itself very close to the fracture entering, having a minimum length and a maximum height. In order to obtain the optimized bed, the pressure on the channel inlet ( $p_{m,CH,i}$ ) should be monitored to guarantee that the fracturing pressure is not surpassed by the buildup pressure generated by the particles injection. This pressure is analyzed by the initial pressure on the inlet channel, before the particle injection, and the pressure drop generated by the fracture. Results indicate that all sensitivity parameters can alter the geometric characteristics of the bed, showing a direct influence on reducing the fluid loss through the fracture and on the filling time.

**Key-words:** particulate flow, fractures, fractured channel, DDPM-DEM.



# LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 – Momento do encontro da broca com uma fratura . . . . .	22
Figura 1.2 – Fluido de perfuração invadindo a formação rochosa . . . . .	23
Figura 1.3 – Abstração geométrica de um poço. (a) corte longitudinal; (b) corte transversal . . . . .	24
Figura 1.4 – Preenchimento da fratura para três instantes de tempo. (a) injeção de partículas no canal; (b) deposição de partículas na parede da fratura; (c) leito de partículas . . . . .	25
Figura 2.1 – Classificação de escoamentos quanto à homogeneidade. . . . .	44
Figura 2.2 – Classificação de escoamentos quanto à forma de dissipação de energia. . . . .	45
Figura 2.3 – Regimes de fluidização. . . . .	45
Figura 2.4 – Escalas de análise para o escoamento particulado . . . . .	46
Figura 3.1 – Representação do conjunto poço-formação com a presença de uma fratura . . . . .	48
Figura 3.2 – Abstração geométrica do conjunto poço-formação com a presença de uma fratura . . . . .	49
Figura 3.3 – Representação do conjunto poço-formação com a presença de uma fratura . . . . .	49
Figura 3.4 – Regiões de interesse do canal fraturado . . . . .	50
Figura 3.5 – Metodologia adotada para análise do processo de preenchimento. Em (a) são mostradas as condições para o fenômeno de invasão com fluxo prescrito; em (b) o fenômeno de invasão com pressão prescrita e; em (c) é mostrado o processo de injeção de partículas. . . . .	51
Figura 3.6 – Domínio computacional e indicação de superfícies . . . . .	55
Figura 4.1 – Tipos de acoplamento entre fases . . . . .	60
Figura 4.2 – Em (a) modelo do tipo mola e (b) representação da sobreposição . . . . .	66
Figura 4.3 – Representação de uma colisão utilizando o modelo mola-amortecedor . . . . .	67
Figura 5.1 – Problema de velocidade terminal . . . . .	71
Figura 5.2 – Comparação entre passos de tempo da partícula . . . . .	72
Figura 5.3 – Influência da malha em relação ao passo de tempo do fluido para (a) $1 \cdot 10^{-3} s$ ; (b) $1 \cdot 10^{-4} s$ e; (c) $5 \cdot 10^{-5} s$ . . . . .	73
Figura 5.4 – Influência do passo de tempo em relação ao tamanho do volume de controle para (a) $1,5 \times 1,5 \times 1,5 mm$ ; (b) $3,0 \times 3,0 \times 3,0 mm$ e; (c) $6,0 \times 6,0 \times 6,0 mm$ . . . . .	74
Figura 5.5 – Resultados para o Caso 1: (a) teste de passo de tempo do fluido e (b) comparação com o trabalho de Mordant e Pinton (2000) . . . . .	75
Figura 5.6 – Resultados para o Caso 2: (a) teste de passo de tempo do fluido e (b) comparação com o trabalho de Mordant e Pinton (2000) . . . . .	76

Figura 5.7 – Problema de colisão com parede . . . . .	77
Figura 5.8 – Comparação para o caso de colisão contra a parede . . . . .	78
Figura 5.9 – Problema do leito fluidizado . . . . .	79
Figura 5.10 – Comparação pressão na entrada do leito . . . . .	80
Figura 6.1 – Parâmetros geométricos de interesse no leito de partículas . . . . .	82
Figura 6.2 – Campo de velocidades e de pressão do fluido em relação à vazão de fuga. $Re = 500$ . . . . .	84
Figura 6.3 – Campo de velocidades e de pressão do fluido em relação ao número de Reynolds. $Q_{fuga} = 10\%$ . . . . .	85
Figura 6.4 – Injeção de partículas para vários instantes de tempo . . . . .	87
Figura 6.5 – Identificação das linhas de injeção . . . . .	88
Figura 6.6 – Visualização do preenchimento da fratura ao longo do tempo. $Re = 500$ ; $\rho_{p/\beta} = 2,50$ ; $Q_{fuga} = 10\%$ ; $D_p = 0,5\text{ mm}$ . . . . .	88
Figura 6.7 – Monitoramento de (a) $Q_{fuga}$ e (b) $p_{m,CH,i}$ ao longo do tempo em função do comprimento de fratura . . . . .	90
Figura 6.8 – Adimensionalização de $p_{m,CH,i}$ em relação à (a) $p_{\beta,CH,i}$ e (b) $\Delta p_{fuga}$ em função do comprimento de fratura . . . . .	90
Figura 6.9 – Forma do leito de partículas em relação ao comprimento da fratura. $Re = 250$ ; $\rho_{p/\beta} = 2,25$ ; $D_p = 0,5\text{ mm}$ . . . . .	92
Figura 6.10 – Monitoramento de (a) $Q_{fuga}$ e (b) $p_{m,CH,i}$ ao longo do tempo em função do comprimento de fratura . . . . .	93
Figura 6.11 – Adimensionalização de $p_{m,CH,i}$ em relação à (a) $p_{\beta,CH,i}$ e (b) $\Delta p_{fuga}$ em função do comprimento de fratura . . . . .	94
Figura 6.12 – Forma e posição do leito de partículas em razão do número de Reynolds do escoamento. $\rho_{p/\beta} = 2,25$ ; $D_p = 0,5\text{ mm}$ . . . . .	96
Figura 6.13 – Monitoramento de (a) $Q_{fuga}$ e (b) $p_{m,CH,i}$ ao longo do tempo em função do número de Reynolds do escoamento . . . . .	97
Figura 6.14 – Adimensionalização de $p_{m,CH,i}$ em relação à (a) $p_{\beta,CH,i}$ e (b) $\Delta p_{fuga}$ em função do número de Reynolds do escoamento . . . . .	98
Figura 6.15 – Acúmulo de partículas na região de entrada da fratura ( $t = 5.2\text{ s}$ ) e posterior movimentação do aglomerado ao longo do tempo para $Re = 500$ . . . . .	99
Figura 6.16 – Influência do aglomerado de partículas sobre o campo de velocidades do fluido ao longo do tempo para $Re = 500$ . . . . .	100
Figura 6.17 – Forma do leito de partículas em relação à quantidade de partículas injetadas por passo de tempo do fluido. $Re = 500$ ; $\rho_{\beta} = 1187,6\text{ kg/m}^3$ ; $\rho_{p/\beta} = 2,50$ . . . . .	102
Figura 6.18 – Monitoramento de (a) $Q_{fuga}$ e (b) $p_{m,CH,i}$ ao longo do tempo em função do número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido . . . . .	103

Figura 6.19–Adimensionalização de $p_{m,CH,i}$ em relação à (a) $p_{\beta,CH,i}$ e (b) $\Delta p_{fuga}$ em função do número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido	104
Figura 6.20–Forma do leito de partículas em relação à razão de massas específicas. $Re = 500; D_p = 0,5 [mm]; N_{p,inj} = 30$	105
Figura 6.21–Monitoramento de (a) $Q_{fuga}$ e (b) $p_{m,CH,i}$ ao longo do tempo em função da razão de massas específicas	106
Figura 6.22–Adimensionalização de $p_{m,CH,i}$ em relação à (a) $p_{\beta,CH,i}$ e (b) $\Delta p_{fuga}$ em função da razão de massas específicas	106
Figura 6.23–Forma e posicionamento do leito de partículas em função do diâmetro das partículas. $Re = 500; \rho_p/\beta = 2,50$	107
Figura 6.24–Monitoramento de (a) $Q_{fuga}$ e (b) $p_{m,CH,i}$ ao longo do tempo em função do diâmetro das partículas	108
Figura 6.25–Adimensionalização de $p_{m,CH,i}$ em relação à (a) $p_{\beta,CH,i}$ e (b) $\Delta p_{fuga}$ em função do diâmetro das partículas	109
Figura 6.26–Forma e posicionamento do leito de partículas em função da viscosidade dinâmica do fluido. $Re = 500; D_p = 0,5 [mm]; \rho_p/\beta = 2,50$	110
Figura 6.27–Monitoramento de (a) $Q_{fuga}$ e (b) $p_{m,CH,i}$ ao longo do tempo em função da viscosidade dinâmica do fluido	111
Figura 6.28–Adimensionalização de $p_{m,CH,i}$ em relação à (a) $p_{\beta,CH,i}$ e (b) $\Delta p_{fuga}$ em função da viscosidade dinâmica do fluido	112
Figura A.1 – Representação do Efeito Magnus	125
Figura D.1 – Perfis de velocidade para a região $y = -0,2$ .	133
Figura D.2– Velocidade do fluido em função da malha utilizada	134
Figura D.3– Concentração de partículas em função da malha utilizada	134
Figura D.4– Posicionamento do leito de partículas em função da malha utilizada	135
Figura D.5– Monitoramento de (a) $Q_{fuga}$ e (b) $p_{m,CH,i}$ ao longo do tempo em função da malha utilizada	135

# LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Condições de contorno para o problema de invasão com fluxo prescrito	55
Tabela 3.2 – Condições de contorno para o problema de invasão com pressões prescritas	55
Tabela 3.3 – Condições de contorno para o problema de preenchimento com pressões prescritas . . . . .	56
Tabela 3.4 – Resumo das equações de balanço . . . . .	59
Tabela 4.1 – Forças agindo sobre uma partícula . . . . .	62
Tabela 5.1 – Parâmetros de simulação dos testes preliminares . . . . .	72
Tabela 5.2 – Parâmetros de simulação dos testes de verificação . . . . .	75
Tabela 5.3 – Parâmetros de simulação para o problema de colisão . . . . .	77
Tabela 5.4 – Comparação entre alturas máximas . . . . .	78
Tabela 5.5 – Parâmetros de simulação para o problema do leito fluidizado . . . . .	79
Tabela 6.1 – Parâmetros de simulação para o problema de invasão . . . . .	83
Tabela 6.2 – Parâmetros de simulação para o preenchimento da fratura . . . . .	87
Tabela 6.3 – Parâmetros gerais a serem utilizados para as avaliações da influência dos parâmetros característicos . . . . .	91
Tabela 6.4 – Parâmetros de simulação para a avaliação do comprimento da fratura .	92
Tabela 6.5 – Configuração geométrica do leito de partículas em função do comprimento da fratura . . . . .	93
Tabela 6.6 – Parâmetros de simulação para avaliação da influência do número de Reynolds . . . . .	95
Tabela 6.7 – Configuração geométrica do leito de partículas em função do número de Reynolds do escoamento . . . . .	96
Tabela 6.8 – Parâmetros de simulação para avaliação da influência do número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido . . . . .	101
Tabela 6.9 – Configuração geométrica do leito de partículas em função da quantidade de partículas injetadas por passo de tempo do fluido . . . . .	102
Tabela 6.10 – Parâmetros de simulação para avaliação da influência da razão de massa específica . . . . .	104
Tabela 6.11 – Configuração geométrica do leito de partículas em função da razão de massas específicas . . . . .	105
Tabela 6.12 – Parâmetros de simulação para variação do diâmetro da partícula . . . . .	107
Tabela 6.13 – Configuração geométrica do leito de partículas em função do diâmetro das partículas . . . . .	108
Tabela 6.14 – Parâmetros de simulação para avaliação da influência da viscosidade dinâmica do fluido . . . . .	110

Tabela 6.15–Configuração geométrica do leito de partículas em função da viscosidade dinâmica do fluido . . . . .	111
Tabela D.1 – Parâmetros de construção de malha na região do canal fraturado . . . . .	132
Tabela D.2 – Configuração geométrica do canal fraturado utilizado . . . . .	132
Tabela D.3 – Quantidade de volume de controle para $y, UP$ . . . . .	132
Tabela D.4 – Configuração das malhas utilizadas para o teste em $x, FR$ . . . . .	133

# LISTA DE SIGLAS

CERNN	Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DDPM	<i>Dense Discrete Phase Model</i>
DEM	<i>Discrete Element Method</i>
DKT	<i>Drafting, Kissing and Tumbling</i>
DLM	<i>Distributed Lagrange Multiplier</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
DPM	<i>Discrete Phase Model</i>
FD	<i>Fictitious Domain</i>
PC-SIMPLE	<i>Phase Coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná
VOF	<i>Volume of Fluid</i>

# LISTA DE SÍMBOLOS

$a$	espessura da gaussiana	[-]
$\mathbf{a}$	vetor aceleração	$[m/s^2]$
$A$	área	$[m^2]$
$C$	coeficiente generalizado	[-]
$d$	diâmetro	$[m]$
$e$	espessura	$[m]$
$e_i$	vetor unitário na direção x	[-]
$e_j$	vetor unitário na direção y	[-]
$e_k$	vetor unitário na direção z	[-]
$f$	frequência	$[1/s]$
$f$	fator de perdas	
$\mathbf{F}$	vetor força	$[N]$
$FR$	região da fratura	
$g$	aceleração devida à gravidade	$[m/s^2]$
$h$	largura	$[m]$
$I$	momento de inércia	$[kgm^2]$
$J_F$	fluxo de massa	$[kg/s]$
$k$	constante de rigidez	$[N/m]$
$K$	termo de acoplamento	$[kg/s]$
$L$	comprimento	$[m]$
$m$	massa	$[kg]$
$N$	número de partículas em uma parcela	[-]
$p$	pressão	$[Pa]$
$P$	pressão adimensional	[-]
$q$	vazão volumétrica	$[kg/m^3]$
$Q$	vazão adimensional	[-]
$r$	raio	$[m]$
$Re$	número de Reynolds	[-]
$s_l$	parâmetro de aproximação de viscosidades	[-]
$S$	termo fonte	[-]
$St$	número de Stokes	[-]
$t$	tempo	$[s]$
$\mathbf{T}$	torque	$[Nm]$

$TR$	região de transição	
$\mathbf{u}$	vetor velocidade	$[m/s]$
$U$	velocidade escalar	$[m/s]$
$UP$	região à jusante da fratura	
$V$	volume	$[m^3]$
$w$	função de distribuição	$[-]$
$\mathbf{x}$	vetor posição	$[m]$
$x$	posição na coordenada x	$[m]$
$y$	posição na coordenada y	$[m]$
$z$	posição na coordenada z	$[m]$
$Z$	largura	$[m]$

## Letras Gregas

$\gamma$	coeficiente de amortecimento	$[kg/s]$
$\Gamma$	coeficiente de difusão generalizado	$[-]$
$\eta$	coeficiente de restituição	$[-]$
$\delta$	deformação/sobreposição	$[m]$
$\Delta$	variação	$[-]$
$\epsilon$	fração volumétrica	$[-]$
$\zeta$	vetor unitário na direção tangencial	$[-]$
$\mu$	viscosidade dinâmica/absoluta	$[kg/m.s]$
$\lambda$	direção normal de colisão	$[-]$
$\sigma$	fração das partículas	$[-]$
$\rho$	massa específica	$[kg/m^3]$
$\nabla$	operador Nabla	$[-]$
$\phi$	propriedade em transporte	$[-]$
$\tau$	tempo de relaxação/tempo de resposta	$[s]$
$\omega$	velocidade angular	$[rad/s]$
$\mu$	coeficiente de atrito	$[-]$
$\chi$	função média de coeficientes	$[-]$

## Subscritos

$\beta$	fluido
$\phi$	relativo à propriedade $\phi$
$\delta$	sobreposição



1	referente à partícula um
12	entre as partículas um e dois
2	referente à partícula dois
<i>a</i>	atrito
<i>as</i>	atrito superficial
<i>c</i>	característico
<i>c0</i>	lado 0 da face
<i>c1</i>	lado 1 da face
<i>col</i>	colisão
<i>D</i>	arrasto
<i>e</i>	empuxo
<i>entra</i>	entrando no volume de controle
<i>F</i>	face do volume de controle
<i>FR</i>	fratura
<i>f</i>	fluido
<i>faces</i>	relativo às faces do volume de controle
<i>fp</i>	entre fluido e partícula
<i>G</i>	deslizamento
<i>g</i>	peso
<i>ge</i>	peso combinado com empuxo
<i>gp</i>	gradiente de pressão
<i>i</i>	indicador/contador
<i>ip</i>	injeção
<i>k</i>	indicador/contador
<i>l</i>	limite
<i>mv</i>	massa virtual
<i>N</i>	contador
<i>n</i>	normal
<i>no</i>	relativo ao nó
<i>p</i>	partícula
<i>particulas</i>	referente a todas as partículas
<i>pf</i>	entre partícula e fluido
<i>S</i>	estático
<i>s</i>	sustentação/lift
<i>sai</i>	saindo do volume de controle
<i>sm</i>	sustentação/lift de Magnus
<i>sp</i>	sobre a partícula

$ss$	sustentação/lift de Saffman
$t$	tangencial
$T$	terminal
$V$	relativo ao volume
$viz$	vizinhança
$x$	direção x
$y$	direção y
$z$	direção z

## **Sobrescritos**

$n$	instante de tempo
$(\dot{\quad})$	taxa ou derivada temporal

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>21</b>
<b>1.1</b>	<b>Caracterização do Problema</b>	<b>24</b>
<b>1.2</b>	<b>Revisão de Literatura</b>	<b>26</b>
1.2.1	Sedimentação de Partículas	26
1.2.2	Análise de forças em escoamentos particulados	31
1.2.3	Sistemas particulados densos	34
<b>1.3</b>	<b>Objetivos</b>	<b>38</b>
<b>1.4</b>	<b>Justificativa</b>	<b>39</b>
<b>1.5</b>	<b>Organização do trabalho</b>	<b>39</b>
<b>2</b>	<b>INTRODUÇÃO AO ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO</b>	<b>41</b>
<b>2.1</b>	<b>Regime de Escoamento Disperso</b>	<b>41</b>
<b>2.2</b>	<b>Conceitos e Definições</b>	<b>41</b>
2.2.1	Fração volumétrica	41
2.2.2	Número de Stokes	42
2.2.3	Regimes de transporte e padrões de escoamento	43
<b>2.3</b>	<b>Abordagens matemáticas</b>	<b>46</b>
<b>3</b>	<b>MODELO MATEMÁTICO</b>	<b>48</b>
<b>3.1</b>	<b>Caracterização do Problema</b>	<b>48</b>
<b>3.2</b>	<b>Simplificações envolvendo fluido e partículas</b>	<b>52</b>
<b>3.3</b>	<b>Condições Iniciais e de Contorno</b>	<b>52</b>
3.3.1	Fenômeno de Invasão	53
3.3.2	Injeção de Partículas	54
3.3.3	Resumo das condições de contorno e iniciais	54
<b>3.4</b>	<b>Equações de Balanço</b>	<b>56</b>
3.4.1	Fase contínua: fluido	56
3.4.2	Fase discreta: partículas	58
<b>3.5</b>	<b>Síntese do Capítulo 3</b>	<b>59</b>
<b>4</b>	<b>MODELO NUMÉRICO</b>	<b>60</b>
<b>4.1</b>	<b>Modelo de Fase Discreta - DPM</b>	<b>61</b>
4.1.1	Descrição numérica do DPM	61
<b>4.2</b>	<b>Modelo de Fase Discreta Densa - DDPM</b>	<b>63</b>
<b>4.3</b>	<b>Método dos Elementos Discretos - DEM</b>	<b>65</b>
4.3.1	Modelos de Colisão	66

4.4	<b>Síntese das Equações do Modelo Acoplado DDPM-DEM</b>	69
4.5	<b>Solução Numérica do Modelo DDPM-DEM</b>	70
4.6	<b>Distribuição com Base na Média dos Nós</b>	70
<b>5</b>	<b>PROBLEMAS DE VERIFICAÇÃO</b>	<b>71</b>
5.1	<b>Velocidade Terminal</b>	71
5.1.1	Testes preliminares	71
5.1.2	Comparações com casos de Mordant and Pinton (2000)	75
5.2	<b>Colisão com parede</b>	76
5.3	<b>Leito Fluidizado</b>	78
5.4	<b>Síntese do Capítulo 5</b>	80
<b>6</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>	<b>82</b>
6.1	<b>Parâmetros de avaliação</b>	82
6.2	<b>Fenômeno de Invasão</b>	83
6.3	<b>Processo de preenchimento da fratura</b>	86
6.4	<b>Influência dos parâmetros característicos</b>	91
6.4.1	Comprimento da fratura - $h_{FR}$	91
6.4.2	Número de Reynolds - $Re$	95
6.4.3	Número de partículas - $N_{p,inj}$	101
6.4.4	Razão de massa específica - $\rho_{p/\beta}$	104
6.4.5	Diâmetro da partícula - $D_p$	107
6.4.6	Viscosidade dinâmica - $\mu_\beta$	109
6.5	<b>Fechamento do Capítulo 6</b>	112
<b>7</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS</b>	<b>114</b>
7.1	<b>Sugestões para trabalhos futuros</b>	115
	<b>REFERÊNCIAS</b>	116
	<b>APÊNDICE A – FORÇAS AGINDO SOBRE UMA PARTÍCULA</b>	123
	<b>APÊNDICE B – SOLUÇÃO NUMÉRICA DO MODELO DDPM-DEM</b>	127
	<b>APÊNDICE C – DISTRIBUIÇÃO COM BASE NA MÉDIA DOS NÓS</b>	131
	<b>APÊNDICE D – TESTES DE INFLUÊNCIA DE MALHA</b>	132

# 1 INTRODUÇÃO

Escoamentos multifásicos são aqueles nos quais coexistem de mais de uma fase (líquida, sólida ou gasosa). Tais escoamentos estão presentes em diversos fenômenos como a chuva, a neve e o transporte de poluentes no ar, por exemplo. Em aplicações tecnológicas, o escoamento multifásico é encontrado em produção de energia, processamento de produtos químicos, na indústria farmacêutica e na indústria do petróleo (tanto na extração como no transporte).

Como se pode verificar pelos exemplos citados, os escoamentos multifásicos podem se apresentar em várias situações: gás-líquido (chuva), líquido-sólido (transporte de material sólido em rios), gás-sólido (transporte de poluentes no ar) e, no mais extremo dos casos, gás-líquido-sólido (transporte dos componentes prospectados em operações na indústria de óleo e gás). Dentre os diversos tipos de escoamentos multifásicos, o escoamento sólido-líquido, chamado também de escoamento particulado, se destaca pela sua presença em várias aplicações tecnológicas, passando por leitos fluidizados, separadores ciclônicos, catalisadores em reações químicas e chegando até a produção de óleo e gás (GREEN; PERRY; MALONEY, 1997).

Com relação à produção de óleo e gás, em particular, o transporte de partículas pode se dar de várias formas. Como exemplo pode-se citar a produção de areia em poços de petróleo. Conforme descrito por Silvestre (2004), esse fenômeno interfere diretamente na estabilidade de poços de petróleo, o que se traduz em aumento de gastos durante a perfuração.

Tal fenômeno acontece devido ao desmanche, durante a perfuração, do reservatório formado por uma matriz fixa (rocha e/ou solo) que pode ou não apresentar a presença de fraturas – consideradas descontinuidades na matriz. Como explicado em Dietrich *et al.* (2005), tais fraturas podem atuar como agente facilitador de escoamento, gerando um fluxo preferencial em sua direção de propagação, dependendo de suas características geométricas.

Para conter a produção de areia em poços, geralmente, duas técnicas são aplicadas. Descrita em Silvestre (2004), a técnica de *gravel packing*, consiste em injetar material particulado no poço, para atuar como um filtro sólido granular que impede a produção de grãos na formação rochosa. Alternativamente, a técnica de *frac-pack* consiste em fraturar hidráulicamente o reservatório e injetar material particulado para atuar como no *gravel packing*, assim como mostrado em Sanchez e Tibbles (2007).

O fraturamento artificial do reservatório é empregado, de maneira similar ao *frac-pack*, para fazer com que o óleo ou gás do reservatório escoe de maneira natural para o poço e em direção à superfície, onde ele é coletado e preparado.

A atividade de perfuração em poços de petróleo e gás é um processo extremamente delicado e complexo. Em perfurações rotativas, as rochas são perfuradas através da rotação e do peso aplicados a uma broca existente na extremidade da coluna de perfuração. Os fragmentos de rocha são removidos de maneira contínua pela ação do fluido de perfuração.

O fluido de perfuração, conhecido também como lama de perfuração, é injetado por bombas para o interior da coluna de perfuração através da cabeça de injeção (conhecida também como *swivel*), retornando à superfície pelo espaço anular formado entre as paredes do poço e da coluna, o que significa que o fluido interage com a formação rochosa.

Enquanto a operação de perfuração segue, pode ocorrer o aparecimento de fraturas no poço. Basicamente, as fraturas podem ser encontradas de duas formas: a primeira está relacionada à interação da broca com a formação, que pode gerar a fratura devido ao excesso de pressão ou a instabilidades locais da formação - nesse caso a fratura foi causada pelo processo de perfuração. A segunda forma se relaciona com a presença de fraturas na formação, previamente ao início do processo de perfuração – nesse caso, as fraturas são acessadas devido ao processo de perfuração, mas não são causadas diretamente pelo mesmo. A Figura 1.1 mostra o momento do encontro da broca com uma fratura presente na formação.



Figura 1.1 – Momento do encontro da broca com uma fratura  
Fonte: adaptado de Halliburton (2014)

Como se pode observar na Figura 1.1, a fratura é pre-existente na formação. Quando a coluna de perfuração atinge a fratura, dois fenômenos podem vir a acontecer. O primeiro deles consiste na entrada de fluido que está presente no reservatório em direção ao poço, recebendo o nome de influxo ou *kick*. A segunda possibilidade consiste na fuga de fluido de perfuração pela fratura, em direção ao reservatório. Quando isso acontece, o fenômeno recebe o nome de invasão. O aparecimento de um ou outro fenômeno está condicionado às configurações de pressão no poço. Se a pressão no poço for menor que a pressão de poros observada na formação, o fenômeno de influxo acontece. Caso contrário, o fenômeno de invasão se apresenta (DATWANI, 2012).

Durante a invasão, existe a perda de circulação no poço, devido ao escape de fluido de perfuração, sendo necessário um aumento na taxa de injeção de fluido para compensar as perdas, refletindo em aumento de custos da operação. Por outro lado, o fluido que está

invadindo a formação pode vir a causar instabilidades locais e dificuldades de controle do poço (ADACHI *et al.*, 2004), devido à mudança súbita de pressão na região de ocorrência do fenômeno. A invasão de fluido de perfuração em uma fratura é mostrada na Figura 1.2.

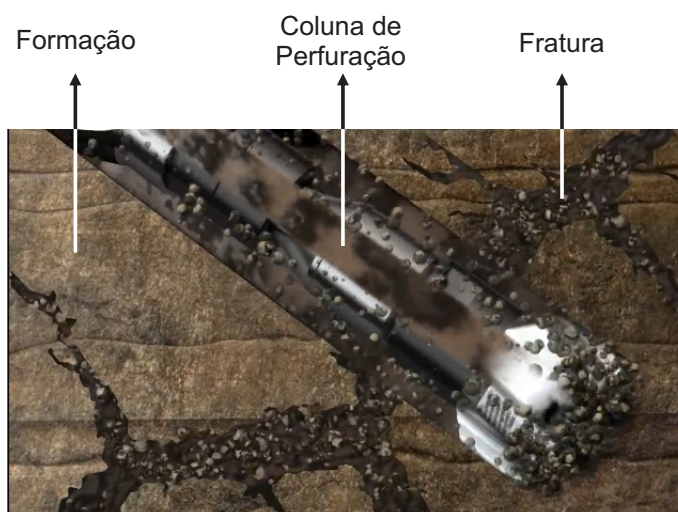


Figura 1.2 – Fluido de perfuração invadindo a formação rochosa  
Fonte: adaptado de Halliburton (2014)

Uma das formas de reestabelecer a circulação de fluido de perfuração, como explicado em Whitfill e Hemphill (2004), consiste em adicionar partículas de granulometria selecionada ao fluido. As partículas utilizadas possuem parâmetros característicos que permitem seu transporte através de toda a seção do poço, permeando até a fratura, inclusive. Uma vez que as partículas atingem a fratura, elas começam a se depositar, criando um leito de partículas que promove o preenchimento da fratura.

A utilização de partículas pode ser feita de duas maneiras: na primeira, é necessário realizar a parada da operação de perfuração e promover a injeção de partículas sem o movimento da coluna. Uma vez que se percebe a perda de fluido de perfuração para a formação, o processo de perfuração é parado, a broca é recolhida até a posição da fratura e as partículas são injetadas diretamente nessa posição. O grande problema da técnica descrita está centrado em localizar corretamente a fratura (Chen *et al.* (2014)), que é uma tarefa extremamente complexa, se não, impossível em muitos casos.

Na segunda abordagem, uma vez detectada a perda de circulação, as partículas são adicionadas ao fluido injetado através coluna de perfuração e seguem até o final do poço, retornando pelo espaço anular compreendido entre a formação rochosa e a coluna de perfuração. Essa abordagem permite solucionar o problema sem que haja a necessidade de manobrar a coluna, reduzindo os custos associados à parada. Este procedimento foi recentemente analisado por De Lai (2013).

O problema aqui proposto, descrito na seção 1.1, utiliza a segunda abordagem com o objetivo de realizar um estudo paramétrico do preenchimento de fraturas utilizando partículas.

## 1.1 Caracterização do Problema

Partindo da utilização de partículas como ferramenta no processo de vedação de uma fratura, nesta seção é apresentada a descrição do problema investigado. A Figura 1.3 ilustra a geometria do problema.

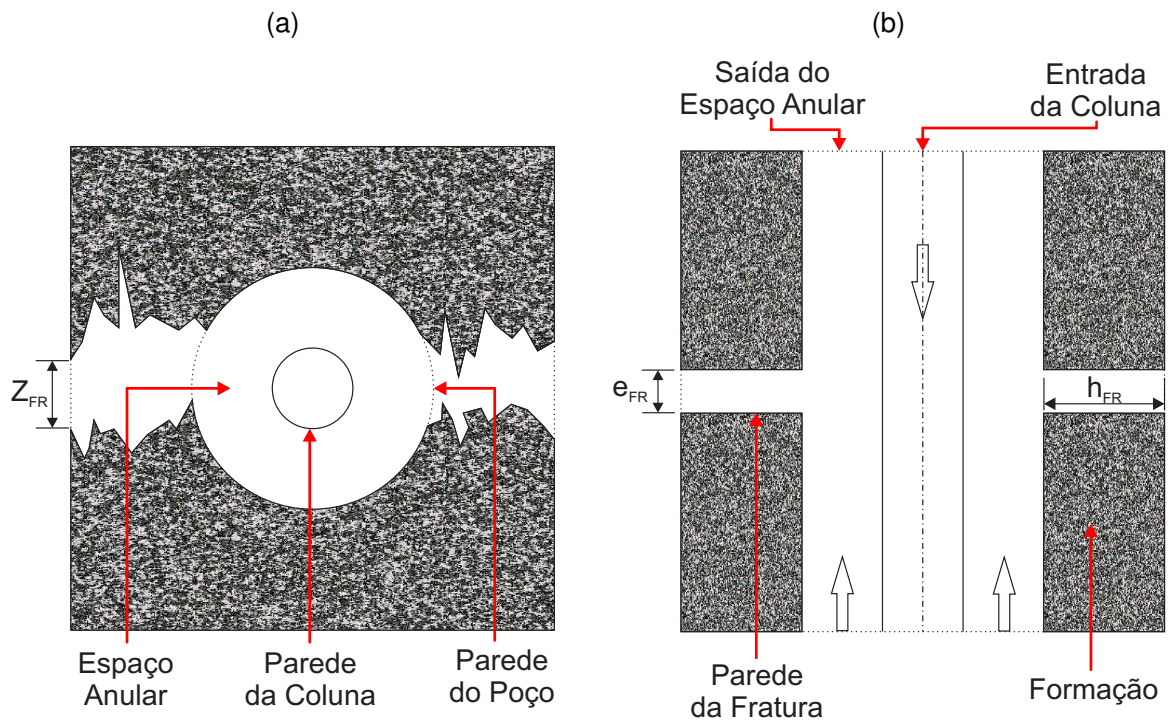


Figura 1.3 – Abstração geométrica de um poço. (a) corte longitudinal; (b) corte transversal

A geometria do problema envolve o conjunto poço-formação como mostrado na Figura 1.3. O poço é considerado na direção vertical e a fratura, considerada uma descontinuidade, se apresenta transversal ao mesmo. Pode-se observar ainda a presença da fratura, caracterizada por três parâmetros geométricos  $Z_{FR}$  - Figura 1.3(a),  $e_{FR}$  e  $h_{FR}$  - Figura 1.3(b) que representam, respectivamente, a abertura, a espessura e o comprimento da fratura.

O problema a ser analisado consiste na injeção de fluido através do interior da coluna do poço que retornará à superfície pelo espaço anular compreendido entre a parede do poço e a parede da coluna. No espaço anular o fluido escoava livremente e entra em contato direto com formação rochosa. A presença da descontinuidade (fratura) pode causar um gradiente de pressão em relação ao espaço anular. Aqui se determina o início do problema que ocorre sempre que o gradiente de pressão observado for suficiente para promover a fuga de fluido para o interior do reservatório, causando uma vazão de fuga devido à fratura.

Uma das técnicas utilizadas para a vedação da fratura consiste em adicionar partículas de tamanhos específicos ao fluido que escoava pelo interior da coluna. O gradiente de pressão entre a fratura e o espaço anular promoverá a acumulação de partículas na fratura, que com o passar do tempo será preenchida completa ou parcialmente.



O preenchimento da fratura segue o processo de acumulação de partículas. Dependendo dos parâmetros geométricos da fratura, as partículas podem se acumular no final da fratura ou em uma região ao longo do seu comprimento. Esse processo pode receber o nome de preenchimento parcial ou total ou, ainda, embuchamento da fratura.

Na Figura 1.4 é exemplificado o processo de preenchimento da fratura ao longo do tempo. A Figura 1.4(a) mostra o início do processo de preenchimento com a injeção de partículas no canal fraturado; na Figura 1.4(b) pode-se observar a deposição das partículas na parede horizontal inferior da fratura devido à gravidade, gerando um leito fixo de partículas. Esse leito já começa a contribuir para a redução da vazão de fuga. Por último, na Figura 1.4(c) verifica-se o empacotamento de partículas e a formação de um leito fixo. Considera-se a fratura preenchida quando o gradiente de pressão verificado inicialmente entre a saída do espaço anular e da fratura seja equilibrado pela perda de carga causada pelo acúmulo de partículas na fratura. Com isso, se reestabelece o escoamento preferencial no espaço anular, determinando o instante no qual a injeção de material particulado pode ser finalizada.

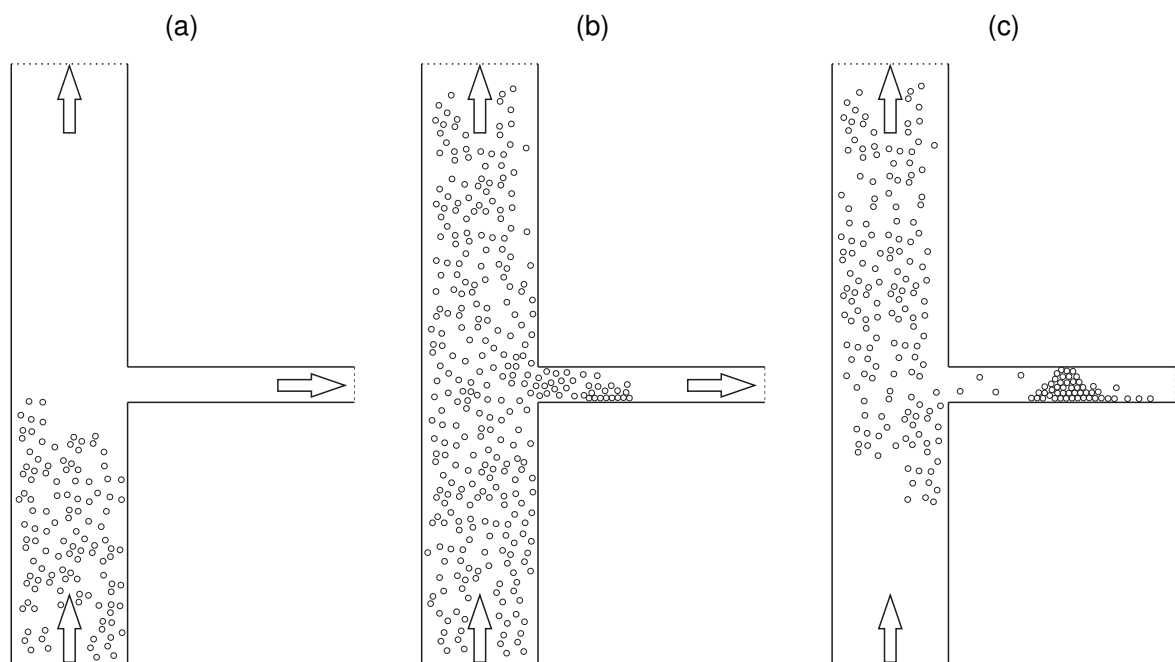


Figura 1.4 – Preenchimento da fratura para três instantes de tempo. (a) injeção de partículas no canal; (b) deposição de partículas na parede da fratura; (c) leito de partículas

Como se pode verificar na Figura 1.4, a região do espaço anular apresenta um escoamento vertical homogêneo com baixa concentração (fluidização) e na fratura observa-se um escoamento horizontal heterogêneo. Em cada parte do conjunto poço-fratura, a maneira como as partículas irão se mover dependerá da interação com o fluido, das colisões entre partículas, entre partículas e as paredes e do gradiente de pressão verificado.

Uma revisão de trabalhos apresentados anteriormente por pesquisadores da área de escoamentos particulados será realizada com a finalidade de absorver experiências, verificar métodos e modelos, além de fornecer melhor entendimento do problema exposto.

A seção 1.2 tratará dessa revisão.

## 1.2 Revisão de Literatura

Nesta seção serão apresentados estudos já realizados na área de escoamentos particulados. Alguns casos clássicos serão abordados, como o caso da velocidade terminal de uma partícula e problemas mais complexos como leitos fluidizados e o próprio preenchimento de fraturas com partículas.

Devido à dificuldade em se encontrar trabalhos relacionados diretamente ao tema desta dissertação, optou-se por segmentar os estudos anteriores em algumas áreas prioritárias. Os trabalhos fornecem experiências e observações sobre os fenômenos envolvidos nos mais variados tipos de escoamentos particulados.

### 1.2.1 Sedimentação de Partículas

O problema da velocidade terminal permite observar o desempenho do modelo escolhido para o tratamento do acoplamento entre as fases já que é um problema que aborda, prioritariamente, a interação hidrodinâmica entre a partícula e o fluido.

Dentre os trabalhos que se destacam nesse cenário, é imprescindível retornar ao trabalho experimental de Stokes (1851). Nele, Stokes define a velocidade terminal de uma partícula para baixo número de Reynolds, conhecido hoje como regime de Stokes. Outra contribuição de destaque deste trabalho é a determinação das forças hidrodinâmicas agindo sobre a partícula. Partindo do trabalho de Stokes, muitos outros pesquisadores tentaram estender seus resultados para números de Reynolds maiores que um.

A exemplo disso, Basset (1888), Boussinesq (1885) e Oseen (1927) também estudaram o mesmo problema de Stokes e derivaram suas expressões para as forças hidrodinâmicas agindo em uma partícula, desprezando o efeito da aceleração convectiva nas equações de Navier-Stokes.

Com relação à velocidade relativa entre as fases, Odar e Hamilton (1964) se propuseram a estudar as forças agindo em uma esfera acelerando em fluido viscoso em um movimento oscilatório. Partindo da equação derivada por Basset (1888), Boussinesq (1885) e Oseen (1927), os autores incluíram coeficientes em cada um dos termos da equação proposta por Basset, Boussinesq e Oseen para contabilizar a aceleração convectiva desprezada anteriormente. Os testes experimentais para um escoamento oscilatório mostraram que a nova equação descrevia de forma adequada o comportamento da força sobre a esfera.

Em um artigo de extensão de seu trabalho anterior, Odar (1966) mostrou que a equação proposta por Odar e Hamilton (1964) também era válida para movimentos retilíneos, garantindo pelos próximos anos que os estudos na área se utilizassem dessa equação.

No sentido de avaliação das forças hidrodinâmicas em uma partícula, Lovalenti e Brady (1993) propuseram avaliar matematicamente o movimento transiente de uma partícula

em um fluido newtoniano a baixos números de Reynolds. O objetivo era observar como tais forças dependem do tempo e do próprio número de Reynolds. Partindo do resultado de regime permanente, i.e., o resultado obtido por Stokes, os autores expandiram tais resultados ao regime transiente. Seus resultados sugerem uma correção no arrasto de Stokes, considerando a contribuição advinda da massa virtual e do termo de Basset.

Através do modelo CFD-DEM, Joseph *et al.* (1994) estudaram o caso de duas partículas esféricas abandonadas lado a lado e de uma partícula esférica abandonada próxima à parede. No primeiro caso o fluido era newtoniano e no segundo o fluido era viscoelástico. A motivação dos autores surgiu de trabalhos anteriores que verificavam um comportamento oposto dos fenômenos em ambos os fluidos.

Joseph *et al.* (1994) observaram que no fluido newtoniano, as partículas abandonadas lado a lado (mesmo com distância horizontal zero) sofriam repulsão uma em relação à outra, vindo a se afastar com o tempo. Os autores explicaram que a distribuição de pressão e da tensão de cisalhamento na superfície das partículas faz surgir uma força lateral e um torque que define o movimento lateral e a rotação das mesmas. Como já era esperado, no fluido viscoelástico o comportamento foi exatamente o oposto: as partículas se aproximavam quando a separação inicial entre elas era menor que um valor crítico, não identificado pelos autores, chegando até a se alinhar uma sobre a outra.

No caso da interação com a superfície estática, a partícula no fluido viscoelástico se aproximava da parede, chegando a rolar junto à mesma. No fluido newtoniano, o comportamento de repulsão foi novamente observado.

Um segundo estudo dos problemas abordados por Joseph *et al.* (1994) foi o realizado numericamente por Feng, Huang e Joseph (1996). Nele, os autores verificaram que, para uma partícula em um canal vertical, a viscoelasticidade gera uma força de repulsão entre a parede e a esfera se a mesma está muito próxima da parede e uma força de atração se a partícula está suficientemente longe da parede. Os autores ainda apontaram que a atração é resultado da presença de ambas as paredes e desaparece por completo quando o canal é suficientemente longo. A interpretação dada ao fenômeno foi que a viscoelasticidade afeta a distribuição de pressão na superfície das partículas.

Visando à obtenção da velocidade terminal de uma esfera Mordant e Pinton (2000) realizaram experimentos em várias configurações. As partículas utilizadas nos testes possuíam massa específica variando de 2560 a 14800 kg/m<sup>3</sup> e diâmetros variando de 0,5 mm a 6 mm. O fluido no qual as partículas foram mergulhadas foi a água. A combinação das propriedades das partículas gerou 10 experimentos que contabilizaram a velocidade terminal da partícula, o tempo para se atingir 95% dessa velocidade e o número de Reynolds da partícula.

Glowinski *et al.* (2001) sugeriram uma metodologia de simulação numérica direta (DNS - *Direct Numerical Simulation*) baseada no método de domínios fictícios (FD - *Fictitious Domain*) utilizando multiplicadores de Lagrange (DLM - *Distributed Lagrange Multipliers*),

para estudar o escoamento viscoso e incompressível ao redor de corpos em movimento. Os autores aplicaram o modelo descrito em casos teste de velocidade terminal de uma partícula, de um disco circular, de dois discos circulares alinhados verticalmente, de duas esferas alinhadas verticalmente, no escoamento ao redor de um aerofólio, sedimentação de várias partículas e no caso de leite fluidizado. Devido a essa extensa aplicação numérica, o artigo de Glowinski *et al.* (2001) se tornou base de vários outros autores que o utilizaram como referência para verificação numérica de seus modelos.

Em um trabalho de revisão de artigos, Brown e Lawler (2003) analisaram trabalhos anteriores com o objetivo de identificar alguns efeitos relatados nesses estudos. Os autores identificaram a influência da parede, testaram correlações de arrasto viscoso e correlações para a velocidade terminal com a finalidade de identificar até que ponto os dados gerados pelos autores eram compatíveis entre si. As observações permitiram mostrar que os dados estavam em concordância e não se diferenciavam um do outro por um grande valor.

Utilizando um método DNS baseado em DLM, Sharma e Patankar (2005) realizaram a descrição matemática do seu modelo proposto e verificaram sua metodologia através de alguns casos teste. Para a velocidade terminal, os autores correlacionaram a velocidade da partícula com o tamanho da malha utilizada; no que diz respeito às forças envolvidas os autores verificaram o comportamento do arrasto, que mostrou diferenças relativas variando de 12 a 15% quando comparado a dados experimentais. Duas esferas alinhadas verticalmente também foram simuladas como em Glowinski *et al.* (2001), mostrando que existia concordância entre as simulações até a fase de contato entre as partículas no fenômeno DKT (sigla para *Drafting, Kissing and Tumbling* – cuja tradução pode ser feita como aproximação, contato e tombamento). Os autores ainda apontaram que em outros casos o mesmo comportamento foi observado e que a concordância após a fase de contato não era esperada.

Mostrando a importância que os métodos de simulação direta do tipo DLM/FD possuem, Ardekani e Rangel (2008) apresentaram uma nova descrição para o problema do acoplamento sólido-fluido. Os casos testes foram comparados com resultados numéricos e experimentais. Para a velocidade terminal de uma partícula deslocada do centro de um canal observou-se como a influência da parede do canal afeta o comportamento da partícula fazendo-a se distanciar da parede e oscilar sobre a linha de centro do canal até atingir o equilíbrio.

Ardekani e Rangel (2008) também estudaram a sedimentação de duas partículas em um canal bidimensional com fluido newtoniano e alinhadas verticalment. Verificou-se que nesse problema o comportamento das partículas após a fase de contato é fortemente influenciado pelas trajetórias antes da colisão e, conseqüentemente, pode mudar significativamente com o tamanho da malha e o passo de tempo utilizado. Para a sedimentação de uma partícula esférica em direção a uma parede percebeu-se que as trajetórias do ricochete não são parabólicas já que a velocidade diminui não linearmente com o tempo. Além disso,

foi observada a presença de vórtices quando da colisão de uma partícula com uma parede.

Arcil (2009) revisou artigos anteriores para a velocidade terminal de sistemas de esferas. As configurações do autor não se resumem a uma única partícula, estendendo os resultados para uma suspensão de esferas. Além disso, o autor investigou as forças hidrodinâmicas agindo na partícula no escoamento de Stokes (em que as forças inerciais são desprezíveis quando comparadas às forças viscosas), no escoamento de Euler (escoamento de um fluido invíscido) e no escoamento de Prandtl (quando as forças viscosas e inerciais tem a mesma ordem de magnitude). O autor apresentou graficamente comparações entre os resultados anteriores de simulações e correlações para o arrasto viscoso, de velocidades terminais baseadas nos diâmetros das partículas e do coeficiente de arrasto viscoso em razão do número de Reynolds.

Para verificar a importância da capilaridade na agregação de partículas o método DLM/FD foi utilizado por Lage, Lopes e Carvalho (2011). Em sua descrição matemática os autores incluíram as forças de capilaridade que podem ser repulsivas ou atrativas, como resultado da deformação da interface fluida causada por partículas próximas. Para a verificação do modelo proposto, o caso de velocidade terminal e o fenômeno de DKT (embora as partículas não tenham sido abandonadas de forma alinhada, o que força o acontecimento do fenômeno) foram revisitados. Os autores também estudaram o carregamento de partículas devido ao escoamento horizontal e a agregação de partículas devido à capilaridade. Em comparação com observações experimentais, o modelo proposto para a capilaridade se mostrou capaz de descrever adequadamente o fenômeno.

Em uma reinterpretação dos dados de Odar e Hamilton (1964), Michaelides e Roig (2011) se propuseram a analisar termo a termo a equação desenvolvida em 1964 para o movimento transiente de uma esfera em um fluido. Os autores verificaram uma desproporcionalidade entre as forças criadas pelos coeficientes introduzidos por Odar e Hamilton (1964). A sugestão foi reescrever tais coeficientes em função do número de Reynolds e Strouhal para o termo de Basset e da massa virtual. Os autores ainda reconheceram que, em uma visão completa da equação original, o fenômeno é bem representado, mas isso só acontece porque termo a termo, um compensa a ação do outro.

Interessados exclusivamente no fenômeno de sedimentação, Gosh e Stockie (2013) aplicaram um método original de fronteira imersa, restringindo-se a problemas bidimensionais envolvendo uma ou duas partículas circulares. O objetivo dos autores foi comparar os resultados das simulações com resultados teóricos, numéricos e experimentais para avaliar a capacidade do modelo utilizado. O problema clássico de velocidade terminal, DKT e partículas alinhadas horizontalmente foram revisitados para configurações centralizada e descentralizada em relação à largura do canal. O tempo de simulação do fenômeno foi maior do que todos os outros artigos citados aqui, o que levou os autores a perceber alguns fatos curiosos como a tendência de repetição do fenômeno de DKT com alternância entre as partículas e a criação de duas trajetórias distintas para as partículas quando simulado o

DKT com partículas descentralizadas.

O Quadro 1.1 mostra uma síntese geral dos trabalhos abordados nesta seção.

Quadro 1.1 - Síntese dos artigos sobre sedimentação de partículas

<b>Autor</b>	<b>Tipo</b>	<b>Descrição</b>
Stokes (1851)	Analítico	Velocidade terminal de partícula esférica no regime de Stokes; Determinação de forças hidrodinâmicas sobre a partícula.
Basset (1888)	Analítico	Expressões para forças hidrodinâmicas desprezando a aceleração convectiva.
Boussinesq (1885)		
Oseen (1927)		
Odar (1966)	Analítico	Extensão de Odar e Hamilton (1964) para uma partícula em movimento retilíneo.
Lovalenti e Brady (1993)	Analítico	Avaliação de forças hidrodinâmicas para o movimento transiente.
Michaelides e Roig (2011)	Analítico	Correções para o trabalho de Odar e Hamilton (1964).
Joseph <i>et al.</i> (1994)	Numérico	Interação entre partículas e entre partícula e parede utilizando um modelo CFD-DEM para fluido newtoniano.
Feng, Huang e Joseph (1996)		
Glowinski <i>et al.</i> (2001)	Numérico	Velocidade terminal de uma esfera, de dois discos circulares, de duas esferas, sedimentação de várias partículas e leito fluidizado utilizando DNS/FD/DLM.
Sharma e Patankar (2005)	Numérico	Velocidade terminal e influência de malha sobre o modelo de arrasto utilizando código próprio.
Ardekani e Rangel (2008)	Numérico	Nova descrição para acoplamento sólido-líquido utilizando DNS/FD/DLM.
Lage, Lopes e Carvalho (2011)	Numérico	Estudo sobre capilaridade na agregação de partículas utilizando DNS/FD/DLM.
Gosh e Stockie (2013)	Numérico	Velocidade terminal e partículas alinhadas horizontalmente e verticalmente utilizando método de fronteira imersa.

(continua)

(continuação)

<b>Autor</b>	<b>Tipo</b>	<b>Descrição</b>
Odar e Hamilton (1964)	Experimental e Analítico	Forças agindo sobre uma esfera em movimento oscilatório do fluido; Inclusão de aceleração convectiva.
Mordant e Pinton (2000)	Experimental e Numérico	Série de experimentos e simulações numéricas utilizando código próprio para velocidade terminal de uma partícula esférica.
Brown e Lawler (2003)	Revisão	Análise de resultados envolvendo a velocidade terminal de uma partícula; Verificação de influência de parede e de correlações para o arrasto viscoso.
Arcil (2009)	Revisão	Análise de forças hidrodinâmicas para escoamento de Stokes, Euler e Prandtl em sedimentação de várias esferas.

Todos os trabalhos anteriormente descritos que possuem colisões em suas análises se utilizam de modelos discretos para calcular a força resultante de tais interações. Como se pode notar, o acoplamento entre as fases é observado através de uma verificação de problemas básicos como a velocidade terminal, o fenômeno de DKT e interações entre partículas e parede. Esses problemas permitem observar os seguintes fenômenos, por exemplo:

- Interação hidrodinâmica – representa a troca de quantidade de movimento entre as fases;
- Choque entre partículas – uma descrição adequada do choque é crucial quando se estuda escoamentos particulados densos;
- Interações entre partícula e parede – permite observar uma mudança de comportamento no deslocamento da partícula apenas pela presença de outra partícula no sistema confinado e pela proximidade da mesma com um obstáculo.

Seguindo a temática dos trabalhos acima descritos, no Capítulo 5 será feito uso dos resultados anteriores com o objetivo de verificar a capacidade do modelo utilizado.

### 1.2.2 Análise de forças em escoamentos particulados

Uma boa descrição matemática de modelos para o escoamento fluido-partículas passa pelo bom entendimento das forças envolvidas nesse tipo de escoamento.

Em vista disso, alguns pesquisadores se dedicaram a analisar a importância de algumas forças em sistemas específicos, seja ela em relação a demais forças, se a sua inclusão se

faz necessária e como as forças se comportam em relação a parâmetros característicos do escoamento. As forças mais comuns são a força peso, o empuxo, a massa virtual, o termo de Basset, a força devido ao gradiente de pressão, força de arrasto e a força de sustentação. Tais forças são apresentadas no Apêndice A.

O estudo da importância das forças em sistemas particulados é muito antigo. Francis (1933), por exemplo, estudou o efeito da parede sobre a velocidade terminal de uma partícula, com a finalidade de aplicação em viscosímetros de Stokes. Foi verificado que, ao contrário do que se pensava, a parede tende a diminuir o valor final da velocidade terminal e não fazer com que exista um atraso para se atingir a mesma velocidade terminal de uma partícula sem influência da parede.

O escoamento de partículas ao redor de um cilindro foi analisado por Meng e Van der Geld (1991). Essa configuração se destaca por apresentar a interação com um obstáculo. No que concerne às forças os autores investigaram suas dependências em relação a três parâmetros: massa específica da partícula, tamanho da partícula e influência da velocidade do líquido a montante. Resultados obtidos mostraram que em todas as configurações estudadas o efeito da força de sustentação pode ser desprezado; o arrasto é a força dominante para partículas com alta densidade, e tem sua participação reduzida quando o tamanho da partícula aumenta; a força devido ao gradiente de pressão aumenta com a diminuição da massa específica da partícula e aumenta muito com o aumento do tamanho da partícula; a massa virtual tem influência constante e representativa; o termo de Basset aumenta sua influência na medida que a diferença entre o arrasto e o gradiente de pressão diminui e é sensível à diminuição da velocidade a montante, aumentando seu valor.

Sabe-se que a presença de pontes de líquido entre partículas pode afetar o comportamento da fase particulada significativamente, como verificaram Muguruma, Tanaka e Tsuji (2000). Os autores focaram na presença de líquido em um granulador e analisaram efeitos causados pelas pontes de líquidos (como o efeito de adesão causado pela capilaridade, forças cisalhantes causadas pela viscosidade do fluido e modificações em deslocamento relativo entre partículas). Os resultados numéricos obtiveram boa concordância com os resultados experimentais e mostraram que o escoamento circulatório é reduzido pela presença de água e que com o aumento da fração de água a velocidade das partículas é reduzida.

A importância das forças hidrodinâmicas em escoamentos turbulentos foi analisada por Armenio e Fiorotto (2001) através da comparação relativa entre quatro forças: força devido ao gradiente de pressão, massa virtual, arrasto de Stokes e força de Basset. Por meio de testes, os autores verificaram que o termo de massa virtual pôde ser desprezado em todos os casos estudados. Quando a massa específica da partícula é da ordem de grandeza um, o termo devido ao gradiente de pressão se torna maior que o termo de Basset; ao aumentar o diâmetro da partícula a relação entre gradiente de pressão e arrasto e termo de Basset e arrasto aumentam; em espaços confinados os autores apontaram que o



aumento do arrasto e o *lift* (sustentação) devido a presença de cisalhamento no escoamento devem ser observados. Em vista disso, testes foram realizados e mostraram que dentro da subcamada viscosa as partículas se comportam de duas formas: sendo rapidamente depositadas na parede ou sendo ejetadas em direção ao centro do canal, sugerindo que o aumento do arrasto aconteça apenas para uma pequena parcela do escoamento, podendo ser desprezado. O efeito de sustentação deve sempre ser considerado dentro da subcamada viscosa.

Em uma análise sobre o termo de Basset no transporte de partículas em leitos com saltos, Lukerchenko, Dolansky e Vlasak (2012) compararam-no com o arrasto, a massa virtual, força gravitacional, empuxo, força de Magnus e torque devido ao arrasto. A análise permitiu verificar que o termo de Basset é significativamente menor que o termo associado à força de Magnus e que o arrasto. Por outro lado, no início do escoamento o termo de Basset possuiu importância significativa. Os autores ainda apontaram que para uma análise em duas dimensões o termo de Basset pode ser desprezado para números de Reynolds de partícula superiores a 4000; no caso 3D o valor limite dobra para 8000.

Quanto ao estudo de colisões, Gondret, Lance e Petit (2002) analisaram o coeficiente de restituição de uma partícula colidindo com uma parede sob várias configurações. Os resultados mostraram que o coeficiente de restituição em fluidos líquidos é variável, e que o termo de Basset não pode ser ignorado nas condições estudadas. Além disso, os autores apontaram que o número de Stokes é o adimensional indicado para a análise de coeficiente de restituições.

Os artigos mostrados aqui são sintetizados no Quadro 1.2.

Quadro 1.2 - Síntese dos artigos sobre análise de forças em escoamentos particulados

<b>Autor</b>	<b>Tipo</b>	<b>Descrição</b>
Meng e Van der Geld (1991)	Analítico	Escoamento particulado ao redor de um cilindro. Dependência do escoamento em relação à massa específica e tamanho da partícula além da velocidade do líquido.
Muguruma, Tanaka e Tsuji (2000)	Experimental e Numérico	Análise da influência de ponte de líquidos entre partículas em um granulador.
Armenio e Fiorotto (2001)	Numérico	Análise de forças hidrodinâmicas em escoamentos turbulentos.
Gondret, Lance e Petit (2002)	Numérico	Estudo de colisões entre partícula e parede em vários fluidos.

(continua)

(continuação)

Autor	Tipo	Descrição
Lukerchenko, Dolansky e Vlasak (2012)	Numérico	Influência do termo de Basset em leitos com saltos de partículas.

### 1.2.3 Sistemas particulados densos

Elevando a complexidade do problema, os sistemas particulados densos compreendem uma faixa de problemas que incluem os leitos fluidizados, o escoamento particulado propriamente dito, o transporte pneumático e separadores ciclônicos, para citar alguns exemplos.

Preocupados em estudar os mecanismos de fluidização de leitos com partículas esféricas, Fortes, Joseph e Lundgren (1987) realizaram uma série de experimentos e observaram que em leitos fluidizados o fenômeno é dominado por forças inerciais e pela esteira hidrodinâmica deixada pelas partículas. Em alguns casos os autores foram capazes de identificar o fenômeno de DKT na fluidização em experimentos com várias partículas. Como conclusões do trabalho os autores mostraram que a dinâmica de leitos de partículas fluidizados por água para números de Reynolds moderados ou altos é dominada por mecanismos locais associados ao aparecimento de esteira; mesmo com número de Reynolds tão pequenos quanto 0,5 a fluidização de esferas é fortemente influenciada por efeitos não lineares das esteiras e não pode ser descrita por modelos baseados nas equações de Stokes; em leitos fluidizados com água, o fenômeno de DKT parece ser o maior mecanismo de rearranjo na fluidização.

O trabalho de Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993) é considerado pioneiro, do ponto de vista computacional, por sair dos modelos Euler-Euler de dois fluidos e iniciar as aplicações do modelo de colisão *Discrete Element Method* (DEM) proposto por Cundall e Strack (1979) – vários autores se referenciam ao DEM como o modelo de esfera deformável – entrando no domínio dos modelos Euler-Lagrange. Em seu artigo os autores apontaram que no DEM o tamanho da partícula e a distribuição de densidade podem ser contabilizados diretamente, se necessário, pois pode-se especificá-los; parâmetros de contato entre partículas podem ser determinados através do módulo de Young, coeficiente de Poisson e coeficiente de restituição, o que significa que essa abordagem necessita de menos hipóteses que o modelo de dois fluidos.

Utilizando o DEM em comparação com um experimento de leito fluidizado gás-sólido, os autores observaram que, qualitativamente, os resultados das simulações foram satisfatórios em vários aspectos como movimento de circulação das partículas e mistura. Quantitativamente, os resultados para a velocidade do ar para o início do borbulhamento e a frequência das flutuações da pressão estavam de acordo com o experimento. O trabalho de Tsuji,

Kawaguchi e Tanaka (1993) foi crucial para que outros autores optassem pelo uso do DEM e não do modelo de dois fluidos em sistemas particulados dispersos.

Em oposição à modelagem DEM apresentada por Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993), o modelo de esfera rígida foi aplicado a leitos fluidizados inicialmente por Hoomans *et al.* (1996). Após a descrição do modelo de colisões utilizado, os autores tentaram, sem sucesso, reproduzir os resultados obtidos por Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993). Um experimento realizado por Hoomans *et al.* (1996) corroborou os resultados obtidos em suas próprias simulações. A diferença entre as duas simulações não foi explicada, embora Hoomans *et al.* (1996) apontarem que nem todos detalhes das simulações de Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993) eram conhecidos, eles acreditam que o modelo DEM não é o responsável pela diferença. Uma análise de sensibilidade feita por Hoomans *et al.* (1996) mostrou ainda que o coeficiente de restituição e de atrito são parâmetros chave para bons resultados das simulações.

Em sua tese, Hoomans (2000) realizou testes para vários sistemas particulados do tipo gás-sólido. Um dos resultados de destaque foi a comparação entre os modelos de esfera rígida e deformável para o leito fluidizado. O autor mostrou que para a configuração utilizada, os resultados dos dois modelos foram quase idênticos, demonstrando que a hipótese de colisões binárias dos modelos de esfera rígida não foi uma limitação.

Entretanto, uma diferença significativa foi observada em relação à eficiência computacional. Enquanto as simulações com o modelo de esfera deformável progrediam a uma velocidade constante, a eficiência computacional do modelo de esfera rígida depende fortemente da dinâmica do sistema. Quanto mais colisões acontecem, mais lento é o progresso.

Em uma revisão bibliográfica, Deen *et al.* (2007) mostraram trabalhos que se utilizaram de uma descrição discreta para a modelagem de leitos fluidizados. Os autores traçaram um paralelo entre modelos de colisões do tipo esfera rígida e deformável, apresentaram uma discussão sobre as interações entre partícula-partícula e partícula-fluido apontando que a massa virtual e o gradiente de pressão devem ser acrescentados à modelagem quando o fluido é líquido. Especificamente, para interações do tipo fluido-partícula a escolha do fechamento para o coeficiente de arrasto tem impacto significativo no resultado do escoamento para modelos do tipo Euler-Euler.

Em Zhu *et al.* (2007) os autores apresentaram uma revisão extensa de trabalhos anteriores relacionados à simulação de sistemas particulados. No que diz respeito à fluidização é descrito que até a data referida ainda não se possuía informações de forças transientes agindo em partículas individuais durante o processo. Acredita-se que tais forças são fatores chave responsáveis pelo fenômeno complexo em leitos fluidizados. O acoplamento do tipo DEM-CFD pode reproduzir padrões de fluidização para partículas em diferentes condições de escoamento. Quando existe força de coesão entre partículas, implementá-las é relativamente simples, devido à flexibilidade do DEM, o que permite examinar a velocidade mínima

de fluidização de partículas molhadas. Quantitativamente falando, os resultados obtidos se mostraram bons.

Quanto ao transporte pneumático e escoamento em oleodutos, os modelos CFD-DEM implementados já permitem a simulação de transporte por onda de um escoamento com *plug* (tamponado), possibilitando o estudo desse tipo de escoamento em transporte horizontal. No caso vertical, já se podem identificar padrões de movimento do *plug* para altas e baixas velocidades de fluido em regimes dispersos, transicionais e de *plug*.

O transporte pneumático de partículas foi simulado por Mezhericher, Brosh e Levy (2011) com o objetivo de comparar resultados através do DEM e do *Discrete Phase Model* (DPM). É importante fazer uma ressalva antes de descrever seus trabalhos. Para os autores o modelo DEM compreende o modelo de esfera deformável, enquanto o DPM corresponde ao modelo de esfera rígida. O programa utilizado é o Ansys Fluent®, que no modelo DPM não calcula colisões entre partículas, apenas entre parede e partícula. Dessa forma, os cálculos de colisões no DPM foram implementados utilizando um modelo de colisões de esfera rígida.

Os resultados obtidos mostraram que o DEM-CFD previu de forma satisfatória tanto o campo de velocidades do ar como o deslocamento e posições das partículas para escoamentos diluídos e densos. O DPM-CFD só apresentou bons resultados para escoamentos diluídos (com fração volumétrica de sólido menor que 10%). Além disso, uma comparação entre o CFD-DPM puro e o CFD-DPM modificado mostrou que a introdução de colisões entre partículas modifica consideravelmente os padrões de ar e partículas. Para frações volumétricas maiores que 10%, mesmo o DPM modificado apresentou resultados insatisfatórios.

Dentro da engenharia aeroespacial escoamentos bifásicos também são encontrados, principalmente do tipo gás-sólido. Com foco nesse tipo de escoamento e utilizando uma abordagem mesoscópica, Murrone e Villedieu (2011) avaliaram modelos e métodos numéricos para a engenharia aeroespacial que incluíram fragmentação, colisão, quebras de gotas, interações partícula-parede, evaporação e transferência de calor com a finalidade de mostrar a capacidade de cada um dos métodos. As aplicações estudadas foram desde deposição de gelo em entradas de ar de helicópteros até problemas de propulsão líquida.

Em uma aplicação similar ao que se pretende fazer nesse trabalho, Oliveira Jr. *et al.* (2012) estudaram como utilizar o escoamento sólido-líquido para preencher uma fratura em poços de exploração de óleo e gás através de dois modelos: CFD-DEM e CFD-Teoria Cinética Granular. Na abordagem CFD-DEM os autores destacaram algumas dificuldades: alto custo computacional, falta de condições de contorno conhecidas e dados para validação e falta de modelos para interação fluido-partícula, no que diz respeito ao arrasto, para escoamentos com empacotamento de partículas próximo ao valor máximo.

A metodologia escolhida por Oliveira Jr. *et al.* (2012) foi impor diferenciais de pressão diferentes entre o poço e o final da fratura para avaliar o escoamento e o transporte de

partículas em uma fratura tortuosa. Quanto ao fechamento da fratura verificou-se que os modelos possuem uma altura limite de empacotamento, sendo incapazes de verificar a formação do leito fixo em ambos os casos; por fim, quando comparado ao CFD-DEM, o CFD-Teoria Cinética Granular com modelo de atrito mostrou resultados similares.

Por último, o trabalho de De Lai (2013) contemplou o uso do escoamento particulado para o preenchimento de um canal fraturado. Nele o autor analisou um canal fraturado para observar o preenchimento de uma fratura através do empacotamento de partículas em seu final. Para tanto, De Lai (2013) utilizou a vazão de fuga da fratura como parâmetro inicial propondo uma metodologia para o aparecimento do fenômeno de invasão. A saída encontrada pelo autor foi determinar as pressões na saída do espaço anular e da fratura a partir de uma condição de fluxo de massa constante em ambas as regiões, utilizando apenas fluido. Uma vez determinadas, tais pressões foram utilizadas como condições de contorno para a simulação com injeção de partículas.

A fratura considerada no trabalho de De Lai (2013) foi retangular e a vazão de fuga se manifesta apenas no final da fratura, que é impermeável em seu comprimento. As partículas são injetadas em diferentes concentrações a partir de um mesmo padrão de injeção (partículas liberadas em conjunto em intervalos de tempo regulares e na direção axial do canal).

Nas simulações foi utilizado o acoplamento DDPM-DEM e permitiu verificar o empacotamento de partículas para garantir uma vazão de fuga pré-determinada em que se considera a fratura preenchida. No caso o autor foi capaz de obter uma redução de 50% da vazão de fuga. Os parâmetros de escoamento e injeção de partículas foram escolhidos através de uma bateria de testes numéricos que permitiu verificar os diferentes tipos de empacotamento.

O Quadro 1.3 mostra uma síntese dos trabalhos analisados nesta seção.

Quadro 1.3 - Síntese dos artigos sobre sistemas particulados dispersos

<b>Autor</b>	<b>Tipo</b>	<b>Descrição</b>
Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993)	Numérico	Estudo numérico de leito fluidizado utilizando o modelo DEM para colisões.
Mezhericher, Brosh e Levy (2011)	Numérico	Estudo numérico do transporte pneumático de partículas comparando CFD-DPM puro e CFD-DPM modificado para incluir o modelo de esferas rígidas.
Murrone e Villedieu (2011)	Numérico	Análise de escoamentos do tipo gás-sólido com foco em modelos e métodos numéricos para a engenharia aeroespacial.

(continua)

(continuação)

<b>Autor</b>	<b>Tipo</b>	<b>Descrição</b>
Oliveira Jr. <i>et al.</i> (2012)	Numérico	Utilização de partículas para preenchimento de uma fratura comparando modelos CFD-DEM e CFD-TCG.
De Lai (2013)	Numérico	Estudo numérico de escoamento particulado aplicado ao preenchimento de um canal fraturado através do modelo DDPM-DEM.
Fortes, Joseph e Lundgren (1987)	Experimental	Estudo experimental sobre forças em leitos fluidizados.
Hoomans <i>et al.</i> (1996)	Experimental e Numérico	Estudo numérico e experimental de leito fluidizado utilizando o modelo de esferas rígidas para colisões.
Hoomans (2000)	Experimental e Numérico	Estudo numérico e experimental de leito fluidizado comparando o modelo de esferas rígidas e o modelo DEM para colisões.
Deen <i>et al.</i> (2007)	Revisão	Trabalho de revisão voltado para descrição discreta para modelagem de leitos fluidizados.
Zhu <i>et al.</i> (2007)	Revisão	Trabalho de revisão voltado à simulação numérica de sistemas particulados.

Os trabalhos aqui apresentados mostram algumas vertentes ainda não abordadas. Por exemplo, a observação do preenchimento da fratura antes de seu final e se existe ou não uma mudança de comportamento do pacote de partículas quando os parâmetros geométricos da fratura são variados. Na próxima seção serão apresentados os objetivos em relação ao problema proposto na seção 1.1, que foram traçados com o auxílio da revisão de trabalhos anteriores.

### 1.3 Objetivos

Propõe-se modelar o escoamento particulado para o preenchimento de fraturas quando o fenômeno de invasão se faz presente. Para tanto, o modelo DDPM-DEM será aplicado por ser capaz de contabilizar as interações hidrodinâmicas e as colisões entre partículas.

Especificamente, pretende-se monitorar parâmetros relacionados ao preenchimento da fratura a fim de determinar o padrão de preenchimento. Tais parâmetros são a vazão de fuga, a distância do início da fratura até o início do pacote de partículas, a altura máxima do empacotamento, o comprimento do leito de partículas na fratura e o tempo para o preenchimento.

Para observar o comportamento do preenchimento quando da variação dos parâmetros mencionados, propõe-se realizar variações no método de injeção de partículas, nos parâmetros geométricos da fratura e nas propriedades do fluido e das partículas.

O objetivo final deste trabalho é apresentar, com base nos objetivos específicos descritos, as tendências de preenchimento da fratura, estabelecidas a partir da variação dos parâmetros de controle. Espera-se, com isso, fornecer melhor entendimento sobre o escoamento particulado utilizado para o preenchimento de fraturas e seu efeito sobre a redução/eliminação da perda de circulação.

## 1.4 Justificativa

A importância deste tipo de estudo reside na necessidade de se compreender os mecanismos envolvidos no processo de preenchimento de uma fratura, quando esta é indesejada em operações na indústria de óleo e gás. Fraturas deste tipo podem causar o problema de invasão, que é caracterizado pela fuga de fluido de perfuração em direção ao reservatório.

Quando existente, o fenômeno de invasão causa aumentos nos custos da operação devido à perda de fluido, comprometendo a produtividade do poço, bem como o tempo de recuperação dos reservatórios. Dessa forma, promover um preenchimento adequado da fratura se mostra de extrema necessidade.

Além disso, é natural esperar que para cada configuração geométrica e condições de operação, o preenchimento da fratura aconteça de forma diferente. Por isso, as variações nos parâmetros geométricos da fratura e nas propriedades do fluido e das partículas permitem observar as diferentes formas de preenchimento.

## 1.5 Organização do trabalho

O conteúdo deste trabalho foi dividido em sete capítulos. O primeiro é este capítulo que serve de introdução, realiza uma definição preliminar do problema, uma análise de trabalhos anteriores e traça objetivos a serem atingidos.

Para o Capítulo 2 são apresentados conceitos e definições relativas aos escoamentos multifásicos voltados ao escoamento do tipo líquido-sólido. Uma discussão sobre regimes é realizada e os métodos de abordagem do problema são apontados.

A formulação matemática para ambas as fases é realizada no Capítulo 3. A definição do problema é retomada e discutida, apresentando as simplificações necessárias para a solução do problema e definindo as equações que descrevem o comportamento do fluido e das partículas

No Capítulo 4, por sua vez, os modelos numéricos utilizados para a solução do problema são apresentados e discutidos. São eles o Modelo de Fase Discreta Densa - responsável

pelo acoplamento entre as fases e o Método dos Elementos Discretos - responsável pelo cálculo de colisões entre partículas.

No Capítulo 5 são apresentados problemas de verificação para a determinação do desempenho do modelo escolhido. Os testes de verificação se baseiam na revisão bibliográfica realizada na seção 1.2.

Os resultados obtidos em relação ao problema proposto no Capítulo 3 são apresentados e discutidos no Capítulo 6.

Por fim, o Capítulo 7 mostra as considerações finais do trabalho e oferece sugestão para a continuidade dos trabalhos aqui apresentados.



## 2 INTRODUÇÃO AO ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO

Neste capítulo são apresentados conceitos iniciais sobre o escoamento líquido-sólido. Segundo Kleinstreuer (2003), escoamentos com a presença de duas fases do tipo gás-sólido e líquido-sólido são, frequentemente, limitados ao regime de escoamento disperso, enquanto escoamentos do tipo líquido-gás e líquido-líquido podem ser separados, dispersos e apresentar características que flutuam entre os dois extremos (escoamentos mistos). O foco deste trabalho é o escoamento disperso do tipo líquido-sólido.

### 2.1 Regime de Escoamento Disperso

O regime de escoamento disperso é aquele no qual uma fase se apresenta dispersa em outra fase contínua. Já no escoamento separado, a fase dispersa se move de maneira aglomerada e não distribuída pela fase contínua (PEKER; HELVACI, 2008).

No regime disperso, ainda se pode classificar o escoamento como diluído ou denso. Escoamentos dispersos diluídos são aqueles com baixa densidade de material disperso, de forma que as partículas estejam suficientemente distantes umas das outras permitindo, assim, desprezar as interações entre as mesmas. Já no escoamento disperso denso, a densidade das partículas é alta e as colisões entre partículas passam a ter uma importância maior no fenômeno de transporte, exigindo do modelo utilizado uma ferramenta que contabilize tais colisões (PEKER; HELVACI, 2008).

Observando o tipo de escoamento, a escolha da abordagem matemática para o tratamento das fases é fator determinante nos resultados de um estudo de escoamento multifásico e será discutida na seção 2.3.

### 2.2 Conceitos e Definições

Quando do estudo de escoamentos multifásicos, alguns parâmetros aparecem frequentemente na modelagem do problema. Esta seção dedica-se a introduzir tais parâmetros e apresentar conceitos iniciais à modelagem de problemas multifásicos.

#### 2.2.1 Fração volumétrica

Considere uma amostra de um escoamento multifásico composto por  $n$  fases. A fração volumétrica de uma determinada fase  $i$  ( $\epsilon_i$ ) é definida como o volume da fase de interesse

( $V_i$ ) em relação ao volume total ( $V$ ) da amostra – Equação (2.1).

$$\epsilon_i = \frac{V_i}{V} \quad (2.1)$$

Vale salientar que o volume total da amostra é dado pela soma dos volumes das fases presentes na amostra de modo que o somatório das frações volumétricas de todas as fases seja igual a um, como mostrado na Equação (2.2).

$$\sum_{i=1}^n \epsilon_i = 1 \quad (2.2)$$

No caso do escoamento particulado, consideram-se duas fases (líquida e sólida). A fase sólida é representada por partículas esféricas de diâmetro  $D_p$  e volume dado pela Equação (2.3).

$$V_p = \frac{\pi}{6} D_p^3 \quad (2.3)$$

## 2.2.2 Número de Stokes

Nomeado a partir de George Gabriel Stokes, o número de Stokes é um número adimensional que compara as escalas de tempo de movimento de uma partícula e do fluido no qual a partícula se encontra suspensa quando existe movimento relativo entre ambos. O número de Stokes ( $St$ ) é utilizado para definição de regime de escoamento. A Equação (2.4) define o número de Stokes, com  $\tau_p$  representando a escala de tempo do movimento da partícula e  $\tau_\beta$  representando a escala de tempo do escoamento do fluido (CLIFF; GRACE; WEBER, 1978).

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_\beta} \quad (2.4)$$

A escala de tempo da partícula,  $\tau_p$ , é chamada de tempo de resposta ou tempo de relaxação. O tempo de resposta é obtido através do balanço de forças (2ª lei de Newton para o movimento) aplicado à uma partícula esférica, em um escoamento de Stokes, considerando apenas a força de arrasto. Matematicamente, o tempo de resposta de uma partícula esférica é definido pela Equação (2.5), como descrito em Cliff, Grace e Weber (1978), com  $\rho_p$  indicando a massa específica da partícula e  $\mu_\beta$  indicando a viscosidade dinâmica do fluido.

$$\tau_p = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu_\beta} \quad (2.5)$$

A escala do tempo do fluido ( $\tau_\beta$ ) é medida em função da velocidade desenvolvida pelo

mesmo ( $u_\beta$ ) e do comprimento característico ( $L_c$ ) do escoamento. Este último é frequentemente definido através de uma das componentes da geometria em análise, geralmente aquela na direção preferencial do escoamento.

$$\tau_\beta = \frac{L_c}{u_\beta} \quad (2.6)$$

Quando o número de Stokes é muito pequeno, isto é, quando o valor se aproxima de zero, a velocidade da partícula se aproxima da velocidade do fluido, fazendo com que ambos se movam juntamente. Tal configuração é do interesse de técnicas de visualização de escoamentos como a velocimetria por imagem de partículas - PIV (ADRIAN, 1991), que permite observar o comportamento da partícula e inferir o campo de velocidades do fluido a partir da mesma. Nessas técnicas e sob a configuração descrita, as partículas são chamadas de partículas traçadoras. Para números de Stokes maiores que um, a partícula começa a responder ao movimento do fluido mais lentamente, ou seja, ela possui inércia suficiente para oferecer resistência ao movimento do fluido.

Dependendo do tipo de escoamento podem-se definir números de Stokes modificados, e.g., em escoamentos turbulentos a escala de tempo do fluido pode ser a escala de Kolmogorov.

Seguindo esse princípio, pode-se definir o número de Stokes baseado na frequência de colisões ( $St_{col}$ ) como a relação entre o tempo de relaxação e uma escala de tempo de colisão, como mostrado na Equação (2.7).

$$St_{col} = \frac{\tau_p}{\tau_{col}} \quad (2.7)$$

A escala de tempo das colisões pode ser obtida através da frequência de colisões utilizando a relação mostrada na Equação (2.8). Geralmente, a frequência de colisões é um parâmetro obtido experimentalmente.

$$f_{col} = \frac{1}{\tau_{col}} \quad (2.8)$$

Loth (2010) ressalta que para números de Stokes de colisão muito menores que um as colisões entre partículas são raras; quando o número está próximo de um, as colisões se tornam comuns e; quando o número de Stokes de colisão é muito maior que um as colisões se tornam dominantes e o escoamento é um escoamento disperso denso.

### 2.2.3 Regimes de transporte e padrões de escoamento

Os escoamentos multifásicos podem apresentar vários tipos de padrões e regimes, dependendo do tipo e da quantidade de fases presentes no mesmo. Quanto ao padrão de escoamento, Peker e Helvaci (2008) apresentam uma classificação em relação à ho-

mogeneidade do escoamento horizontal que pode ser classificado como homogêneo e heterogêneo.

Escoamentos homogêneos são aqueles em que as partículas estão igualmente distribuídas (suspensas) por toda seção estudada. Por sua vez, os escoamentos heterogêneos são o oposto, podendo ainda ser subclassificados como de duas ou de três camadas.

Escoamentos heterogêneos de duas camadas apresentam uma composição de padrões constituídos por um leito móvel e partículas suspensas. Escoamentos heterogêneos de três camadas apresentam um leito fixo, um leito móvel e partículas suspensas. Observando a Figura 2.1, pode-se perceber que a forma de dissipação da energia envolvida no transporte de partículas é diferente para cada um dos três casos apresentados, devido ao perfil de concentração em cada um dos escoamentos. Sendo assim outra classificação pode ser feita.

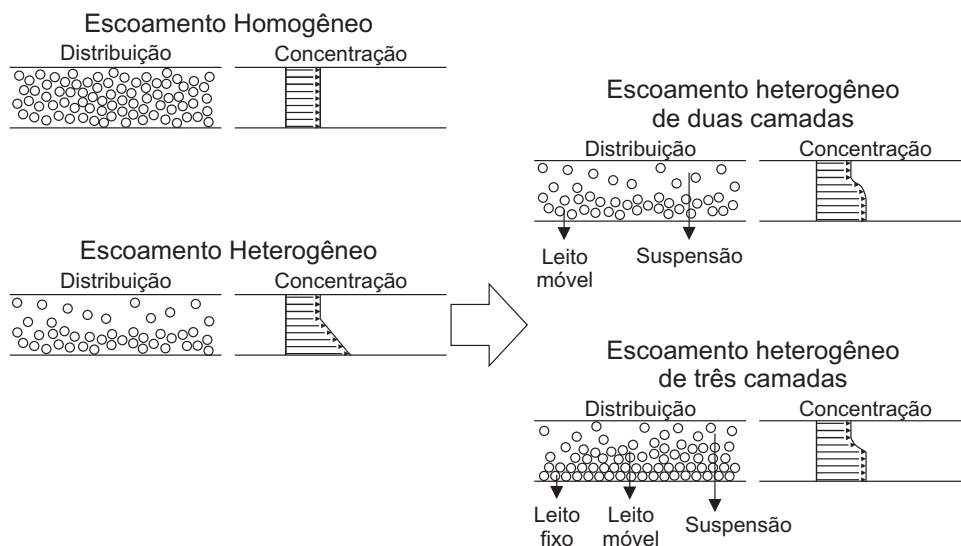


Figura 2.1 – Classificação de escoamentos quanto à homogeneidade.

Fonte: adaptado de Peker e Helvacı (2008)

A segunda classificação consiste em segmentar os escoamentos particulados quanto ao tipo de dissipação de energia, i.e., a forma na qual a transferência de quantidade de movimento é realizada. Nesse caso, como apresentado por Darteville (2003) e melhor definido por De Lai (2013), pode-se observar três regimes - Figura 2.2

- Regime cinético: governado pela teoria cinética, nesse regime as partículas se movem de forma aleatória. Apresenta-se quando a concentração de partículas é baixa no sistema;
- Regime colisional (ou cinético-colisional): além da participação cinética do movimento, nesse regime existem colisões entre partículas, aumentando ainda mais a dissipação de energia. É possível verificar esse tipo de regime quando a concentração de partículas é alta;

- Regime de atrito: quando as partículas permanecem em contato por um longo período de tempo, a contribuição do atrito se torna grande nos mecanismos de dissipação.

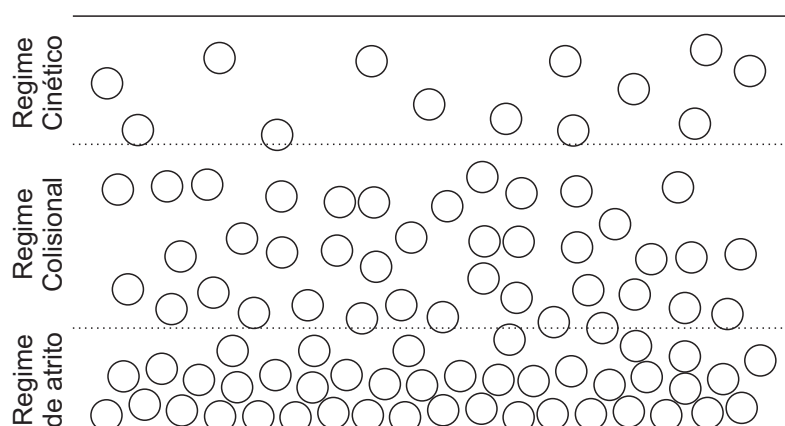


Figura 2.2 – Classificação de escoamentos quanto à forma de dissipação de energia.  
 Fonte: adaptado de Dartevelle (2003)

Nos escoamentos verticais, representado na Figura 2.3, Green, Perry e Maloney (1997) indicam que o escoamento em poços verticais pode ser classificado através de um escoamento fluidizado.

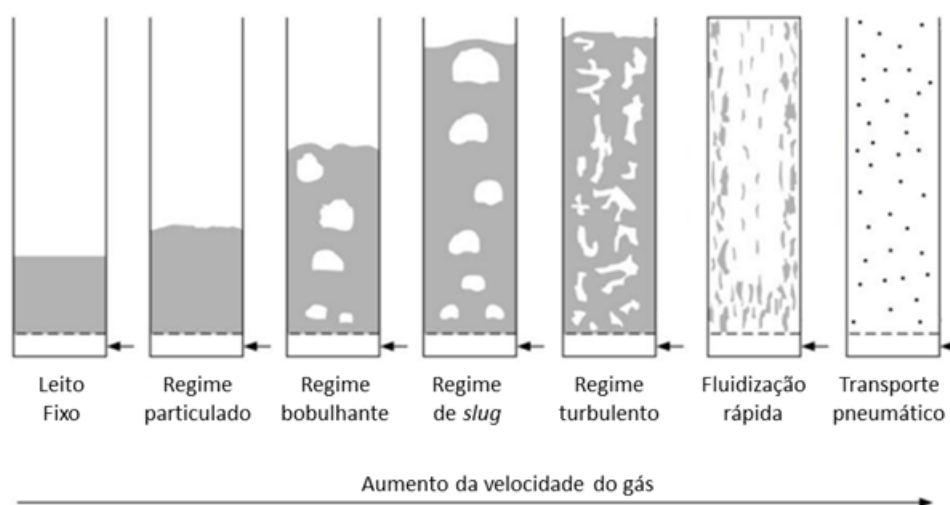


Figura 2.3 – Regimes de fluidização.  
 Fonte: adaptado de Green, Perry e Maloney (1997)

O escoamento fluidizado pode ser visto na região do espaço anular do poço. É importante apontar que, para essa configuração, a velocidade de injeção no espaço anular pode ser estimada através da velocidade terminal da partícula utilizada. Isso deve ser observado para que não exista a decantação das partículas em movimentos verticais.

## 2.3 Abordagens matemáticas

A escala na qual um problema de escoamento, seja ele multifásico ou não, define o tipo de abordagem matemática a ser aplicada. Na Figura 2.4 são mostradas as possíveis escalas nas quais o escoamento particulado pode ser analisado.

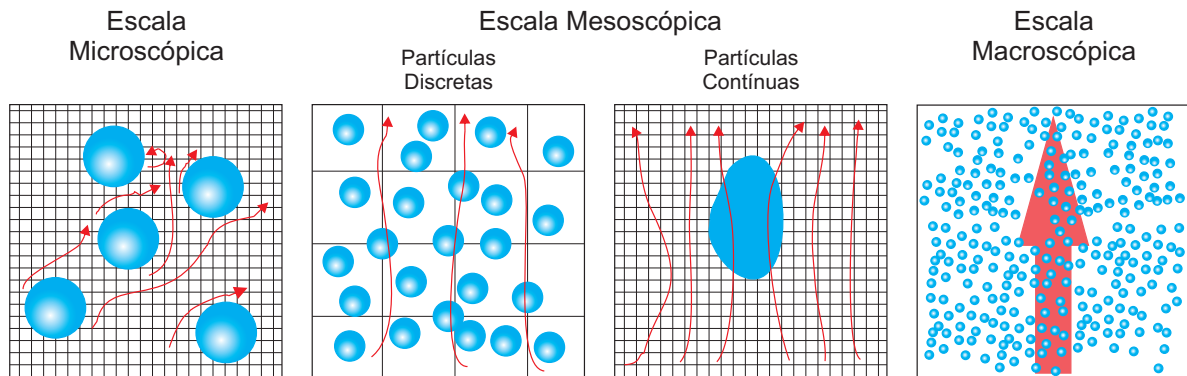


Figura 2.4 – Escalas de análise para o escoamento particulado

Na escala microscópica as forças e posições são determinadas para cada partícula. Isso permite a solução da interface fluido-partícula e sua visualização. Na escala macroscópica o escoamento é considerado como uma única fase, de modo que os efeitos das partículas sobre o fluido são tratados através de termos fontes baseados no comportamento médio do conjunto de partículas. Dessa forma, a interação da partícula com o fluido não é tratada individualmente. Por sua vez, na escala mesoscópica, o efeito da dinâmica do fluido sobre a interface das partículas não é considerado. Isso significa que o efeito do fluido sobre as partículas é contabilizado através das propriedades médias do escoamento (PEKER; HELVACI, 2008).

Neste trabalho, a escala de análise considerada é mesoscópica. A escolha da escala se baseia na quantidade de partículas presentes no escoamento estudado, que inviabiliza a utilização de escala microscópica. Além disso, descarta-se o uso da análise em escala macroscópica devido ao nível de detalhamento necessário para caracterizar o movimento das partículas de forma satisfatória no problema em questão, como a interação individual entre partículas, por exemplo.

Matematicamente, existem duas formas de se estudar um escoamento, seja ele multifásico ou não: a forma euleriana e a forma lagrangiana (ZHANG; CHEN, 2007).

A formulação euleriana parte do princípio da observação de uma região fixa no espaço pela qual o escoamento acontece. Essa região fixa é chamada de volume de controle e possui tamanho suficiente para representar a totalidade das propriedades da região estudada. Portanto, nesta abordagem não permite observar o que acontece dentro do volume de controle, mas apenas a entrada e a saída do mesmo.

Por sua vez, na formulação lagrangiana o escoamento é observado através do rastreamento de uma parcela fluida que se move através do tempo e do espaço. Enquanto a abordagem

euleriana fornece, por exemplo, o campo de escoamento médio do fluido, a abordagem lagrangiana fornece a velocidade instantânea da parcela sendo rastreada.

Como descrito nos objetivos deste trabalho, o escoamento de interesse é um escoamento do tipo líquido-sólido. Como explicado em Peker e Helvaci (2008), as abordagens lagrangiana e euleriana podem ser aplicadas a ambas as fases desse tipo de escoamento, cada uma delas com seus prós e contras.

Por exemplo, a abordagem euleriana-euleriana (dentro da escala mesoscópica) trata ambas as fases como um meio contínuo. Segundo Darabi (2011), uma das versões mais simples desse método é o modelo do Volume de Fluido (com sigla VOF do inglês *Volume of Fluid*). Nesse método, ambas as fases são tratadas como fluidos imiscíveis e a modelagem é feita através de um conjunto de equações de conservação para as fases mais uma equação adicional para a fração volumétrica. Ao final dos cálculos, a interface entre as fases é reconstruída baseada na distribuição de fração volumétrica obtida.

Na abordagem euleriana-lagrangiana, o fluido é tratado como um meio contínuo e as partículas são tratadas como uma fase discreta. Ao fluido se aplicam as equações da conservação da massa, quantidade de movimento e energia e, às partículas, se aplicam as equações de conservação de massa e energia acrescidas da Segunda Lei de Newton para o movimento. Dessa forma pode-se calcular as trajetórias das partículas, o que não é possível na abordagem euleriana-euleriana.

Antes do trabalho de Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993) e devido à baixa capacidade computacional a modelagem euleriana-euleriana era a preferida. Nos dias de hoje, porém, a modelagem euleriana-lagrangiana para escoamentos particulados vem sendo amplamente utilizada, mesmo com a desvantagem de ser mais custosa do ponto de vista computacional. Isso acontece, pois na abordagem euleriana-euleriana a perda de informação da fase sólida (interações entre partículas) é um problema que já foi superado pela modelagem euleriana-lagrangiana.

## 3 MODELO MATEMÁTICO

Neste capítulo são apresentadas as simplificações e abstrações necessárias para a solução do problema de maneira viável do ponto de vista computacional. Também são discutidas condições de contorno e condições iniciais, equações envolvidas no fenômeno, bem como as restrições aplicadas ao modelo.

### 3.1 Caracterização do Problema

As operações na indústria de óleo e gás pressupõem uma complexidade elevada de vários parâmetros como, por exemplo, geometria e condições de operação. Para que seja possível analisar o problema proposto na seção 1.1 algumas simplificações e considerações devem ser feitas.

A primeira delas recai sobre a geometria do problema. Para discutir as simplificações adotadas, o conjunto poço-formação-fratura é apresentado na Figura 3.1.

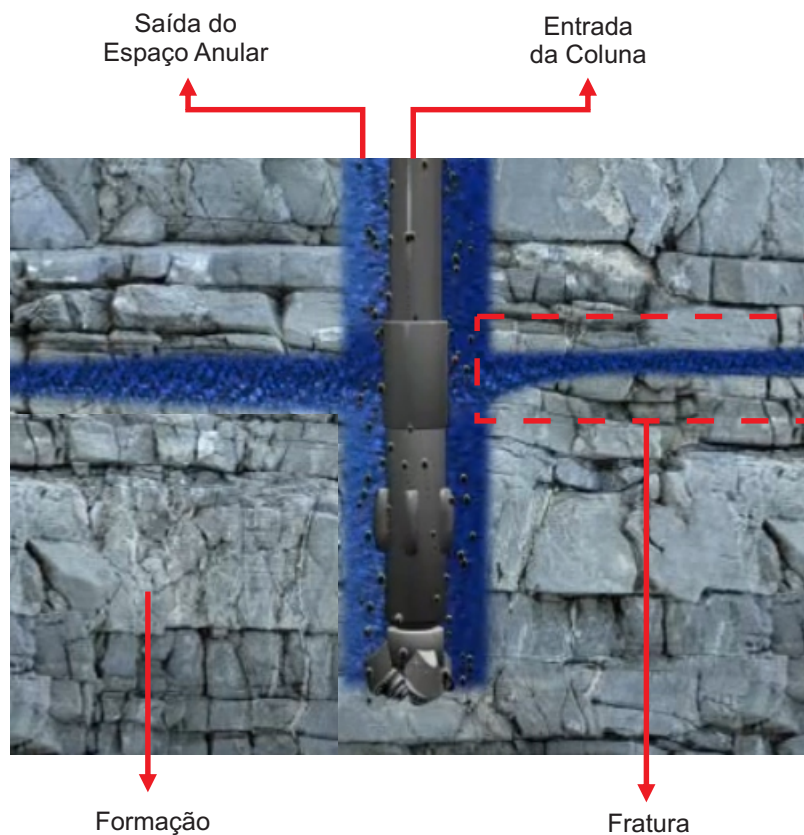


Figura 3.1 – Representação do conjunto poço-formação com a presença de uma fratura  
Fonte: adaptado de Matex (2011)

Para reduzir o esforço computacional, a geometria do problema é simplificada como mostra a Figura 3.2.



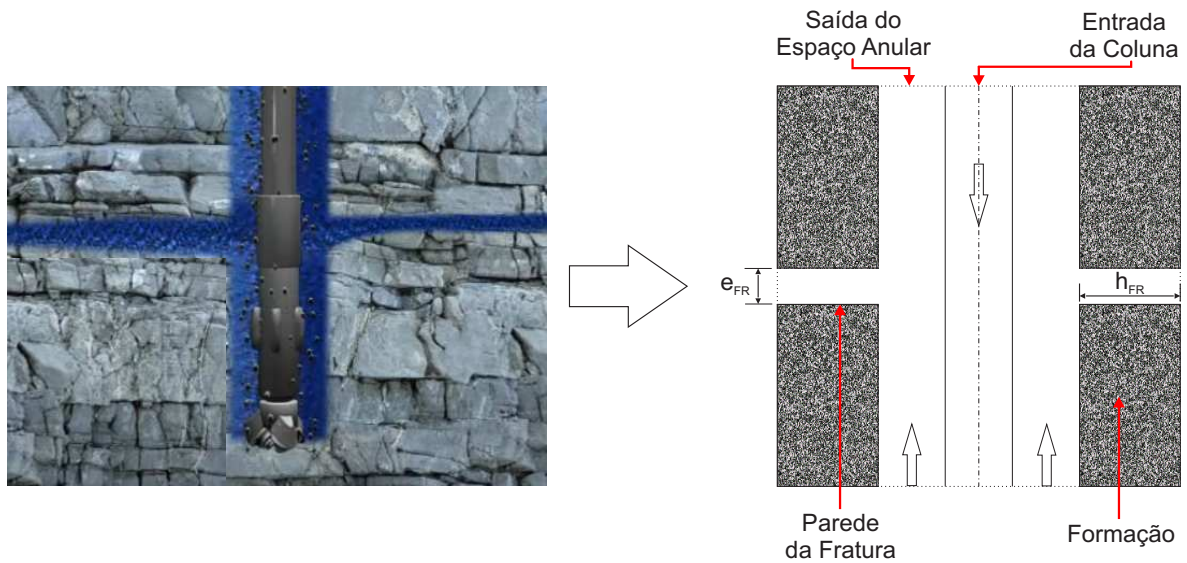


Figura 3.2 – Abstração geométrica do conjunto poço-formação com a presença de uma fratura

A geometria simplificada do canal fraturado, mostrada através de um corte transversal na Figura 3.2, considera as seguintes hipóteses: seção retangular do canal fraturado tridimensional, sistemas de coordenadas cartesianas e fratura com geometria bem definida, assim como descrito em De Lai (2013).

Na Figura 3.2 é possível utilizar o plano de simetria vertical do canal para reduzir o domínio computacional. Em acréscimo, o escoamento no interior da coluna de perfuração não é de interesse para este trabalho, já que se deseja observar o transporte de partículas na região do espaço anular e a futura deposição de partículas no interior da fratura. Na Figura 3.3 é mostrada o domínio computacional utilizado neste trabalho.

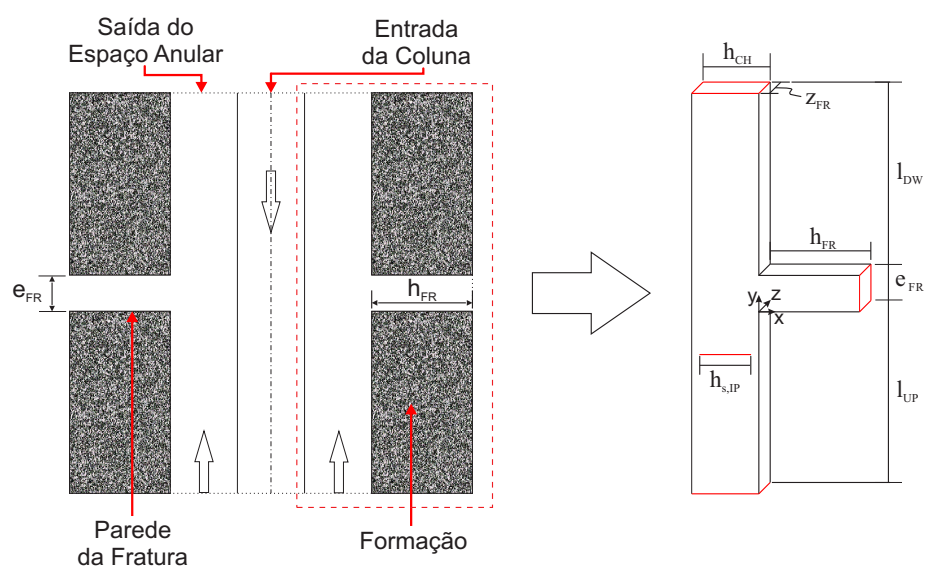


Figura 3.3 – Representação do conjunto poço-formação com a presença de uma fratura

Na Figura 3.3,  $h_{FR}$  representa o comprimento da fratura,  $h_{s,IP}$  é o comprimento da

superfície de injeção de partículas,  $h_{CH}$  é a espessura do canal,  $l_{UP}$  mostra o comprimento à montante da fratura,  $e_{FR}$  é a espessura da fratura e, por último,  $l_{DW}$  é o comprimento à jusante da fratura. O conjunto todo possui uma componente na direção  $z$ ,  $z_{FR}$ .

O domínio computacional utilizado considera a formação impermeável, o que implica em ignorar o efeito de percolação presente na operação, já que a formação é um meio poroso. Uma descrição mais completa do domínio computacional pode ser vista na Figura 3.4.

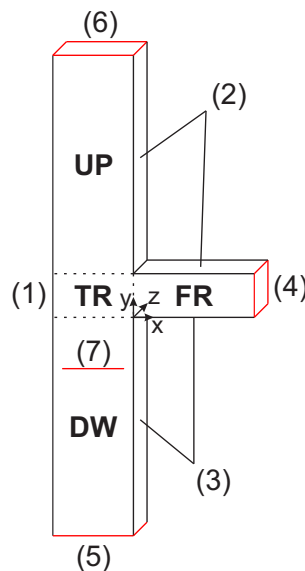


Figura 3.4 – Regiões de interesse do canal fraturado

As regiões de interesse do canal fraturado são apresentadas na Figura 3.4: a região à montante da fratura (DW), onde é realizada a injeção das partículas; a região de transição (TR), onde as partículas são direcionadas do canal para a fratura; a região à jusante da fratura (UP) e; a região da fratura (FR) onde existirá a deposição de partículas. A origem do sistema de coordenadas é colocada na entrada da fratura, em sua parede inferior. Quanto às superfícies de interesse, (1) indica a parede da coluna de perfuração; (2) e (3) indicam a parede da formação composta pela parede do canal na vertical e parede da fratura na horizontal; (4) indica a saída da fratura; (5) é a entrada de fluido no canal; (6) é a saída do canal fraturado e (7) é a superfície de injeção de partículas.

Descrever o problema físico de invasão e posterior preenchimento da fratura é uma tarefa complexa. Uma das maneiras consiste em ajustar de forma correta a pressão associada à presença da fratura (por onde ocorre a fuga de fluido) e a pressão na saída do espaço anular (por onde o fluido de perfuração retorna à superfície). Nessa abordagem se destaca a metodologia proposta por De Lai (2013).

Tal metodologia consiste em dividir o problema de invasão e posterior preenchimento da fratura em três subproblemas. O primeiro, mostrado na Figura 3.5(a) consiste em simular o problema de invasão através da imposição de condições de fluxo prescrito na saída da fratura. Para tanto, utiliza-se como condição de contorno um percentual de fluido perdido

durante a perda de circulação  $Q_{fuga}$ , na superfície (4). Sendo assim, determina-se um percentual de vazão de retorno  $Q_{\beta,CH,o}$  na superfície (6) de forma que  $Q_{fuga} + Q_{\beta,CH,o} = 1$ .

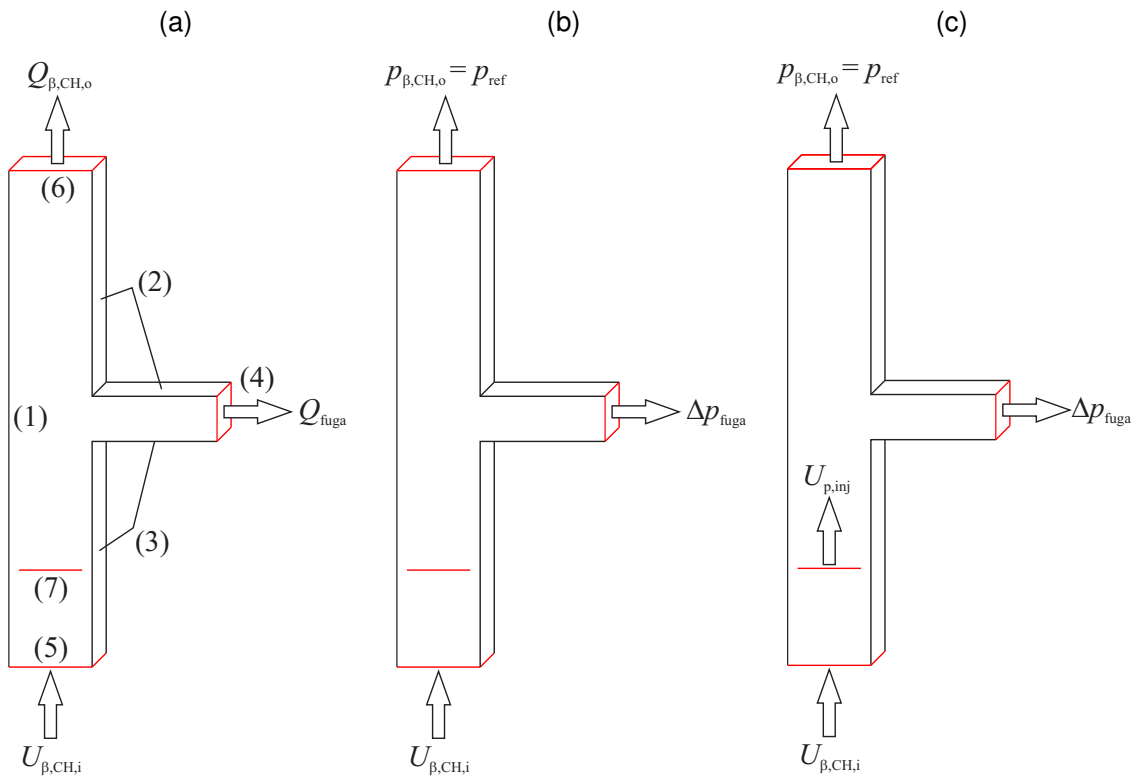


Figura 3.5 – Metodologia adotada para análise do processo de preenchimento. Em (a) são mostradas as condições para o fenômeno de invasão com fluxo prescrito; em (b) o fenômeno de invasão com pressão prescrita e; em (c) é mostrado o processo de injeção de partículas.

A vazão de entrada, usada como condição de contorno da superfície (5) em todos os subproblemas, é obtida através do número de Reynolds ( $Re$ ) do canal que é definido através da Equação (3.1).

$$Re = \frac{\rho_{\beta} U_{\beta,CH,i} h_{CH}}{\mu_{\beta}} \quad (3.1)$$

Na Equação (3.1),  $\rho_{\beta}$  representa a massa específica do fluido,  $U_{\beta,CH,i}$  é a velocidade de entrada de fluido no canal,  $h_{CH}$  é a espessura do canal e a viscosidade dinâmica do fluido é dada por  $\mu_{\beta}$ .

Uma vez finalizado o primeiro subproblema, as pressões obtidas em cada uma dessas superfícies são utilizadas como condições de contorno para o segundo subproblema - Figura 3.5(b). Assim que o escoamento de fluido no canal atingir seu desenvolvimento, inicia-se o terceiro subproblema que consiste no processo de injeção de partículas, mostrado na Figura 3.5(c).

O gradiente de pressão de fuga na fratura ( $\Delta p_{fuga}$ ) é definido como a diferença entre a

pressão de fuga da fratura ( $p_{m,FR,o}$ ) e a pressão de saída do canal ( $p_{m,CH,o}$ ) normalizada pela pressão de referência na saída do canal ( $p_{ref}$ ), assim como mostrado na Equação (3.2).

$$\Delta p_{fuga} = p_{m,FR,o} - (p_{m,CH,o} - p_{ref}) \quad (3.2)$$

O processo de injeção pode ser finalizado a partir do preenchimento total ou parcial da fratura (determinando o final do terceiro subproblema). Isso pode ser determinado através do acompanhamento da vazão de fuga da fratura, por exemplo.

## 3.2 Simplificações envolvendo fluido e partículas

Em uma operação de perfuração existem vários pormenores que elevam a dificuldade de realizar um estudo numérico abrangente do problema proposto. Uma das hipóteses aqui imposta é a utilização de fluido newtoniano como fluido de perfuração. Embora restritiva, a utilização de fluido newtoniano reduz o esforço computacional e permite um estudo inicial do transporte de partículas na presença de uma fratura.

Outra hipótese considerada é a de um escoamento isotérmico. Embora exista uma variação de, aproximadamente, 0,55 °C a cada 30 m de perfuração, considerar o escoamento isotérmico não é uma hipótese altamente restritiva porque, tipicamente, a taxa de penetração fica em torno de 30 m/h. Apenas o gradiente de temperatura gerado no contato entre a broca e a formação pode apresentar influências locais sobre o escoamento, mesmo que combinada com a hipótese de fluido newtoniano, essas são as restrições mais importantes impostas ao fluido.

Para as partículas existe uma série de restrições, algumas impostas pelo programa e outras devido a dificuldade de modelagem. A primeira delas compreende a forma e a capacidade de deformação permanente das partículas. Aqui, considera-se partículas perfeitamente esféricas, inquebráveis e sem capacidade de deformação permanente - também conhecidas como partículas perfeitamente elásticas.

Ao movimento das partículas desconsideram-se a força centrífuga e de Coriolis devido à adoção de um sistema de coordenadas cartesiano e não rotativo. O modelo DDPM utilizado (discutido melhor na seção 4.2) não possui a capacidade de calcular o movimento de rotação das partículas sobre o próprio centro de massa, significando que a velocidade angular das partículas é nula.

## 3.3 Condições Iniciais e de Contorno

O fenômeno de invasão corresponde à fuga de fluido do espaço anular em direção à fratura. Para simular esse fenômeno computacionalmente, De Lai (2013) desenvolveu uma metodologia que consiste em predefinir a vazão de fuga  $Q_{fuga}$  que escapa pela fratura.

Essa vazão é definida como um percentual da vazão de entrada no canal  $q_{\beta,CH,i}$  como já discutido anteriormente.

Como comentado anteriormente (seção 3.1), o problema é composto de duas etapas: o fenômeno de invasão e o processo de vedação da fratura. Nesta subseção serão apresentadas as condições iniciais e de contorno em para cada etapa.

### 3.3.1 Fenômeno de Invasão

As condições de contorno associadas ao problema de perda de circulação, i.e., subproblema 1 (problema de invasão com fluxo prescrito) são discutidas através da Figura 3.4 e consistem em:

- I. Na parede da coluna - superfície (1) e da formação - superfícies (2) e (3): condição de não deslizamento, paredes impermeáveis e superfícies uniformes;
- II. Na saída da fratura - superfície (4): vazão de fluido constante e superfície uniforme de comprimento  $e_{FR}$ ;
- III. Na entrada do canal fraturado - superfície (5): superfície uniforme de comprimento  $h_{CH}$  e entrada de fluido com velocidade constante  $U_{\beta,CH,i}$ ;
- IV. Na saída do canal fraturado - superfície (6): vazão de fluido constante e superfície uniforme de comprimento  $h_{CH}$ .

Uma vez que a simulação com as condições estabelecidas acima tenha atingido o regime permanente, são obtidos como resultados os valores de pressão de saída da fratura ( $p_{m,FR,o}$ ), superfície (4), e saída do canal fraturado ( $p_{m,CH,o}$ ), superfície (6). Esses valores são utilizados para configurar a simulação que antecede a injeção de partículas.

Nessa fase, inicia-se o subproblema 2, que consiste no problema de invasão com pressão prescrita nas superfícies (4) e (6). As condições de contorno associadas à este problema são as mesmas, com as condições II e IV sendo substituídas por condições de pressão prescritas nas superfícies (4) e (6).

Com as corretas condições de contorno, o problema de invasão é simulado novamente. Novamente, é necessário aguardar o desenvolvimento do escoamento, que é atingido quando o perfil de velocidades já não varia mais com a direção  $y$  (ao longo do comprimento do canal fraturado). Assim que a estabilização do escoamento é atingida, as partículas podem ser adicionadas ao escoamento.

O processo de injeção e as restrições aplicadas ao mesmo são apresentadas na próxima subseção.

### 3.3.2 Injeção de Partículas

A inserção das partículas se dá através de uma superfície de injeção (indicada por (7) Figura 3.4). A superfície de injeção possui divisões igualmente espaçadas que indicam os pontos de entrada das partículas no canal fraturado. Como condição inicial das partículas, a velocidade de injeção  $U_{p,inj}$  é estabelecida, adotando-se a velocidade máxima do perfil de velocidades do fluido, obtido na etapa anterior, como a velocidade de injeção das partículas.

Existem duas restrições físicas aplicadas ao processo de injeção, ambas para impedir a sobreposição de partículas neste momento. A primeira compreende o número máximo de partículas a serem injetadas simultaneamente. Esse número é obtido através da razão entre o diâmetro das partículas  $D_p$  e o comprimento da superfície de injeção  $h_{s,IP}$ . Essa restrição é uma condição a ser verificada para evitar a sobreposição de partículas na direção  $x$ .

$$N_{p,inj,max} \leq \frac{h_{s,IP}}{D_p} \quad (3.3)$$

A segunda restrição deve ser verificada para impedir a sobreposição das partículas na direção  $y$ . Para tanto, deve-se observar o passo de tempo do fluido  $\Delta t_\beta$  (que controla o momento da injeção) e a velocidade de injeção das partículas, para garantir que o espaço percorrido por uma partícula seja maior que o diâmetro da partícula injetada.

$$U_{p,IN} \Delta t_\beta \geq D_p \quad (3.4)$$

O processo de injeção de partículas é a parte mais delicada das simulações. As variáveis associadas ao processo de injeção compreendem o número de partículas injetadas simultaneamente ( $N_{p,inj}$ ), o diâmetro das partículas ( $D_p$ ) e a razão de massa específica entre as partículas e o fluido ( $\rho_{p/\beta}$ ). A correta combinação destes três parâmetros definem se as partículas serão capazes de entrar ou não na fratura.

As variáveis do processo de injeção serão analisadas no Capítulo 6.

### 3.3.3 Resumo das condições de contorno e iniciais

As condições de contorno discutidas anteriormente estão resumidas nesta subseção. Para tanto, retoma-se a geometria simplificada do problema, mostrada na Figura 3.6, em que (1) representa a parede da coluna de perfuração; (2) e (3) representam a parede da formação rochosa; (4) representa a saída da fratura; (5) representa a entrada do canal e; (6) representa a saída do canal.

Como já abordado, existem três subproblemas: problema de invasão com fluxo prescrito na saída da fratura e na saída do canal; problema de invasão com pressões prescritas na saída da fratura e na saída do canal e; o processo de injeção que começa em  $t = t_{ip}$ , com  $t_{ip}$  sendo o tempo no qual as partículas começam a ser adicionadas ao fluido.

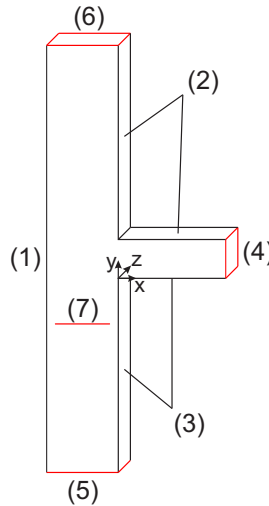


Figura 3.6 – Domínio computacional e indicação de superfícies

- **Subproblema 1** - Problema de invasão - fluxo prescrito nas faces (4) e (6):

Tabela 3.1 – Condições de contorno para o problema de invasão com fluxo prescrito

Superfície	Condições de contorno
(1)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(2)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(3)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(4)	$Q_{\beta,FR,o} = Q_{fuga}$
(5)	$\begin{cases} u_{\beta,x} = 0 \\ u_{\beta,y} = U_{\beta,CH,i} \end{cases}$
(6)	$Q_{\beta,CH,o} = (1 - Q_{fuga})$
(7)	$u_{p,x} = u_{p,y} = 0$

- **Subproblema 2** - Problema de invasão - pressão prescrita nas faces (4) e (6), sendo  $t < t_{ip}$ :

Tabela 3.2 – Condições de contorno para o problema de invasão com pressões prescritas

Superfície	Condições de contorno
(1)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(2)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(3)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(4)	$p_{m,FR,o} = \Delta p_{fuga}$
(5)	$\begin{cases} u_{\beta,x} = 0 \\ u_{\beta,y} = U_{\beta,CH,e} \end{cases}$
(6)	$p_{m,CH,o} = p_{ref}$
(7)	$u_{p,x} = u_{p,y} = 0$

O campo de velocidades obtido nessa etapa é utilizado como condição inicial para o subproblema 3.

- **Subproblema 3** - Processo de injeção - pressão prescrita nas faces (4) e (6), sendo  $t > t_{ip}$ :

Tabela 3.3 – Condições de contorno para o problema de preenchimento com pressões prescritas

Superfície	Condições de contorno
(1)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(2)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(3)	$u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0$
(4)	$p_{m,FR,o} = \Delta p_{fuga}$
(5)	$\begin{cases} u_{\beta,x} = 0 \\ u_{\beta,y} = U_{\beta,CH,e} \end{cases}$
(6)	$p_{m,CH,o} = p_{ref}$
(7)	$\begin{cases} u_{p,x} = 0 \\ u_{p,y} = U_{p,inj} \end{cases}$

## 3.4 Equações de Balanço

O tratamento matemático para ambas as fases passa pela determinação e representação das equações de balanço. Nesta seção apresenta-se as equações do problema baseado nas hipóteses e simplificações discutidas anteriormente.

### 3.4.1 Fase contínua: fluido

Para o problema de escoamento monofásico de fluido, como o caso do primeiro subproblema, as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento podem ser aplicadas. Tais equações consideram um balanço de massa, para a conservação da massa, e um balanço de quantidade de movimento, para a conservação da quantidade de movimento, aplicados a um volume de controle diferencial do fluido e são representadas pela Equação (3.5) e Equação (3.6).

$$\frac{\partial \rho_{\beta}}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_{\beta} \mathbf{u}_{\beta} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{D \rho_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}}{Dt} = -\nabla \mathbf{p}_{\beta} + \nabla \cdot (\mu_{\beta} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta}) + \mathbf{F}_b \quad (3.6)$$

Nas equações (3.5) e (3.6)  $t$  representa o tempo,  $\rho_{\beta}$  a massa específica do fluido,  $\mathbf{u}_{\beta}$  é o vetor velocidade do fluido,  $\mathbf{p}_{\beta}$  é a pressão estática do fluido,  $\mu_{\beta}$  é a viscosidade dinâmica



do fluido e  $\mathbf{F}_\beta$  são as forças de campo que atuam sobre fluido, por unidade de volume. O operador de derivada material  $D/Dt$ , o operador nabla  $\nabla$  e o vetor velocidade  $\mathbf{u}_\beta$  são dados pelas equações (3.7), (3.8) e (3.9), respectivamente.

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_x \frac{\partial}{\partial x} + u_y \frac{\partial}{\partial y} + u_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.7)$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{e}_i + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{e}_j + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{e}_k \quad (3.8)$$

$$\mathbf{u}_\beta = u_{\beta,x} \mathbf{e}_i + u_{\beta,y} \mathbf{e}_j + u_{\beta,z} \mathbf{e}_k \quad (3.9)$$

Nas equações descritas,  $\mathbf{e}_i$ ,  $\mathbf{e}_j$  e  $\mathbf{e}_k$  são os vetores unitários das direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente.

As hipóteses simplificadoras relativas ao primeiro subproblema (fenômeno de invasão com fluxos prescritos) envolvem:

- escoamento monfásico;
- Regime transitório;
- Fluido newtoniano incompressível;
- escoamento isotérmico;
- Força gravitacional orientada na direção  $y$ .

Para um escoamento bifásico - subproblemas 2 e 3, se faz necessário modificar as equações (3.5) e (3.6) para contabilizar a influência das partículas na forma de fração volumétrica. Além disso, existe a necessidade de acrescentar as forças de interação entre as partículas e o fluido na conservação da quantidade de movimento.

As mesmas hipóteses do subproblema 1 são mantidas, à exceção do tipo de escoamento que passa a ser bifásico. Aplicando tais hipóteses, as equações de conservação modificadas para o escoamento líquido-sólido, como pode ser visto em Cliff, Grace e Weber (1978), são:

$$\frac{\partial \epsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot \epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta = 0 \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot \epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta \mathbf{u}_\beta = & -\epsilon_\beta \nabla p_\beta + \\ & \nabla \cdot (\epsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{g} - \mathbf{F}_{p\beta} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Nas equações acima,  $\epsilon_\beta$  representa a fração volumétrica da fase fluida,  $\mathbf{g}$  é a aceleração gravitacional e  $\mathbf{F}_{p\beta}$  é o termo de acoplamento entre as fases. O detalhamento de  $\mathbf{F}_{p\beta}$  será feito na seção 4.2.

### 3.4.2 Fase discreta: partículas

As equações para o movimento das partículas são descritas pela Segunda Lei de Newton tanto para o movimento rotacional, quanto para o movimento translacional:

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = m_p \frac{d^2 \mathbf{x}_p}{dt^2} = \sum \mathbf{F}_p \quad (3.12)$$

$$I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \sum \mathbf{T}_p \quad (3.13)$$

Nas equações acima,  $m_p$  representa a massa da partícula,  $\mathbf{u}_p$  é a velocidade da partícula,  $\mathbf{x}_p$  é a posição do centro da partícula,  $I_p$  e  $\boldsymbol{\omega}_p$  representam o momento de inércia e a velocidade angular da partículas, respectivamente. As forças que atuam sobre a partículas são indicadas pelo termo  $\sum \mathbf{F}_p$ , da mesma forma que os torques agindo sobre as partículas são agrupados em  $\sum \mathbf{T}_p$ . O Apêndice A traz uma discussão sobre as forças que podem agir sobre corpos se movendo em um fluido. As definições de  $\mathbf{u}_p$ ,  $\boldsymbol{\omega}_p$  e  $\mathbf{x}_p$  são dadas por:

$$\mathbf{u}_p = u_{p,x} \mathbf{e}_i + u_{p,y} \mathbf{e}_j + u_{p,z} \mathbf{e}_k \quad (3.14)$$

$$\boldsymbol{\omega}_p = \nabla \times \mathbf{u}_p \quad (3.15)$$

$$\mathbf{x}_p = x_p \mathbf{e}_i + y_p \mathbf{e}_j + z_p \mathbf{e}_k \quad (3.16)$$

Além das equações de balanço da quantidade de movimento para a partícula, a definição de velocidade pode ser utilizada de forma combinada para resolver a posição de uma partícula, através da Equação (3.17).

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (3.17)$$

Para o estudo em questão e referente ao escoamento particulado - subproblema 3, as hipóteses do subproblema 2 são mantidas, e adicionam-se:

- Referencial lagrangiano para as partículas;
- Partículas esféricas, sólidas, inquebráveis, não coalescentes e sem deformação permanente;
- Movimento de rotação sobre o próprio centro de massa das partículas é desconsiderado.

### 3.5 Síntese do Capítulo 3

Neste capítulo foram apresentadas as simplificações pertinentes para a simulação computacional do problema de invasão e de preenchimento de uma fratura em um poço de óleo e gás.

Na seção 3.1 apresentou-se o problema do preenchimento de fraturas, cuja solução foi dividida em três *subproblemas*: invasão com fluxo prescrito, invasão com pressão pré-definida e o preenchimento da fratura propriamente dito.

As hipóteses simplificadoras utilizadas para a solução do problema foram discutidas na seção 3.2. Na seção 3.3 foram apresentadas as condições iniciais e de contorno relativas aos três subproblemas envolvidos no processo de preenchimento de uma fratura.

As hipóteses apresentadas para o fluido são, de certa forma, restritivas, mas necessárias para estudar o que se propõe. De outra forma, o custo computacional seria extremamente elevado, sem mencionar a necessidade da descrição matemática do fluido de perfuração e seu modelo numérico, já que o desenvolvimento de um modelo extrapolaria o escopo deste trabalho.

As equações generalizadas que descrevem os problemas foram apresentadas na seção 3.4 e consistem na conservação da massa, conservação da quantidade de movimento e na segunda Lei de Newton para as partículas. Na Tabela 3.4 estão resumidas as equações utilizadas para descrever os três subproblemas, assim como descritas nas seções anteriores deste capítulo.

Tabela 3.4 – Resumo das equações de balanço

Subproblema	Fase	Equação	Expressão
1	$\beta$	Balanço de massa	$\nabla \cdot \mathbf{u}_\beta = 0$
		Balanço de quantidade de movimento	$\rho_\beta \mathbf{u}_\beta \cdot \nabla \mathbf{u}_\beta = -\nabla \mathbf{p}_\beta + \mu_\beta \nabla^2 \mathbf{u}_\beta + \rho_\beta \mathbf{g}$
2,3	$\beta$	Conservação da massa	$\frac{\partial \epsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = 0$
		Balanço de quantidade de movimento	$\frac{\partial \epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot \epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta \mathbf{u}_\beta = -\epsilon_\beta \nabla \mathbf{p}_\beta + \nabla \cdot (\epsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{g} - \mathbf{F}_{p\beta}$
3	$p$	Balanço de quantidade de movimento	$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \sum \mathbf{F}_p$
		Posição	$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p$

No próximo capítulo, os modelos numéricos utilizados para a solução do problema proposto serão apresentados e discutidos.

## 4 MODELO NUMÉRICO

Neste capítulo é apresentada a modelagem matemática e numérica a ser utilizada para descrever e resolver o escoamento particulado.

No estudo de escoamentos particulados o problema pode ser abordado em três frentes, segundo Vreman *et al.* (2009), conhecidas como acoplamento em uma, duas e em quatro vias. O acoplamento é fator determinante na maneira como as equações utilizadas para modelar o problema serão solucionadas.

O acoplamento uma via é aquele no qual o escoamento não sofre influência direta da presença de partículas, ou seja, as partículas não possuem quantidade de movimento suficiente para alterar o escoamento nas suas proximidades. Isso permite resolver as equações do movimento do fluido separadamente das equações das partículas. Uma aplicação do acoplamento uma via pode ser encontrada no uso de partículas traçadoras em técnicas de visualização de escoamentos. Em tais técnicas as partículas devem possuir um tempo de resposta pequeno para serem consideradas fiéis ao escoamento.

Quando a partícula possui quantidade de movimento suficiente para alterar o campo de velocidades do fluido ao seu redor, se faz necessária uma análise com acoplamento em duas vias. Nesse tipo de fenômeno, as equações das partículas e do fluido devem ser resolvidas de forma simultânea (acopladas) já que a presença de uma fase interfere na velocidade da outra. A Figura 4.1 mostra um modelo esquemático dos tipos de acoplamento.

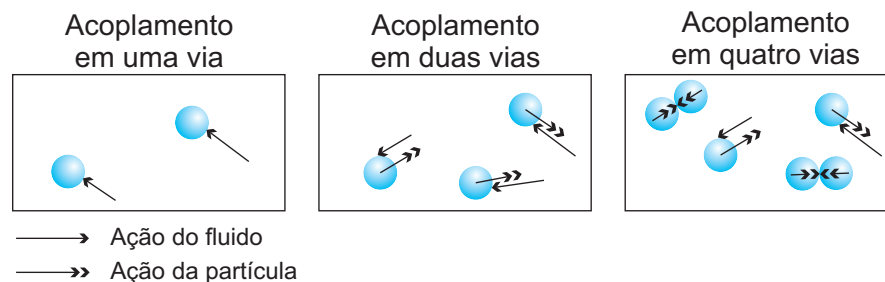


Figura 4.1 – Tipos de acoplamento entre fases

Por último, o acoplamento em quatro vias contabiliza os efeitos do acoplamento em duas vias, acrescido das colisões entre as partículas. As colisões se tornam importantes quando o número de partículas no escoamento estudado é alto e quando existe choque entre as partículas no escoamento e as paredes do espaço confinado, se for o caso.

A definição do tipo de acoplamento é importante, pois é através dela que se verifica a necessidade de um modelo de colisões. Nas seções que seguem, serão apresentados os modelos numéricos utilizados para resolver o escoamento particulado em uma escala mesoscópica.

## 4.1 Modelo de Fase Discreta - DPM

O modelo conhecido por *Discrete Phase Model* – DPM – é capaz de resolver as interações do tipo partícula-fluido, i.e., acoplamento em duas vias. Dessa forma, o modelo é capaz de determinar a velocidade da partícula para escoamentos particulados diluídos, i.e., escoamentos nos quais as colisões entre partículas acontecem, mas não são de grande significado para o fenômeno, podendo ser desprezadas.

Para isso o modelo DPM se utiliza de uma descrição lagrangiana para calcular a trajetória da fase dispersa que negligencia as colisões entre partículas. Somente é possível desprezar as colisões entre partículas porque o DPM parte da hipótese de um escoamento com baixa concentração de partículas, i.e., a fração volumétrica da fase discreta não pode ser superior a 10%, como sugerido em Fluent (2012). A trajetória da parcela é determinada através da Segunda Lei de Newton para o movimento.

A presença de um obstáculo (parede) é percebida dentro do modelo, mas as colisões entre partículas não são realizadas. Dessa forma, o DPM é capaz de representar acoplamentos de uma e duas vias, apenas. Caso o acoplamento seja em quatro vias, a inclusão das colisões deve ser feita através do modelo de esfera rígida ou do modelo de esfera deformável, justificando a hipótese de escoamento diluído.

### 4.1.1 Descrição numérica do DPM

A restrição da baixa concentração de partículas para a aplicação do DPM fornece uma hipótese simplificadora que permite negligenciar a influência da fração volumétrica da fase discreta sobre as equações para a fase contínua. Dessa forma, o acoplamento entre as fases é feito através da inserção de termos extras na equação da quantidade de movimento da fase contínua. Observando essa hipótese, as equações de balanço de massa e de balanço de quantidade de movimento são expressas pelas Equação (4.1) e Equação (4.2), respectivamente.

$$\frac{\partial \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = S_\beta \quad (4.1)$$

$$\frac{D \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{Dt} = -\nabla p_\beta + \nabla \cdot (\mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \rho_\beta \mathbf{g} + \mathbf{F}_{DPM} + \sum \mathbf{F}_\beta \quad (4.2)$$

Na Equação (4.1), o termo  $S_\beta$  representa os termos fontes de troca de massa com a fase contínua. Como para o problema em questão não existe troca de massa entre as fases, apenas de quantidade de movimento, o termo é desprezado.

Na Equação (4.2),  $\mathbf{F}_{DPM}$  é o termo responsável pelo acoplamento entre as fases (troca de quantidade de movimento) e  $\sum \mathbf{F}_\beta$  representa as demais forças que venham a atuar sobre o fluido.

Para a fase discreta, a modelagem segue o princípio da Segunda Lei de Newton que permite calcular sua posição e trajetória. As equações para a velocidade e para o balanço de quantidade de movimento são dadas pela Equação (4.3) e Equação (4.4), respectivamente, com  $\sum \mathbf{F}_p$  representando as demais forças que agem sobre as partículas.

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (4.3)$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{m_p \mu_\beta}{\rho_p D_p^2} C_D Re_p (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) + m_p \frac{\rho_p - \rho_\beta}{\rho_p} \mathbf{g} + \sum \mathbf{F}_p \quad (4.4)$$

O termo que representa as demais forças envolvidas no transporte de partículas,  $\sum \mathbf{F}_p$ , pode receber qualquer uma ou a totalidade das forças mostradas na Tabela 4.1. Detalhes sobre as forças são apresentadas no Apêndice A.

Tabela 4.1 – Forças agindo sobre uma partícula

Força	Equação
Gravitacional e Empuxo	$\mathbf{F}_{ge} = m_p \frac{\rho_p - \rho_\beta}{\rho_p} \mathbf{g}$
Gradiente de Pressão	$\mathbf{F}_{gp} = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\mathbf{u}_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta)$
Massa Virtual	$\mathbf{F}_{mv} = C_{mv} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} \frac{D}{Dt} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)$
Arrasto	$\mathbf{F}_D = \frac{3}{4} \frac{m_p \mu_\beta}{\rho_p D_p^2} C_D Re_p (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)$
Sustentação	$\mathbf{F}_{ls} = C_{ls} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\nabla \times \mathbf{u}_\beta) \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)$

A solução das equações para a fase discreta passa pela discretização das mesmas. Quando apenas o modelo DPM está sendo utilizado, a discretização pode ser realizada de várias formas. Ao se incorporar um modelo de colisões, a exemplo do *Discrete Element Method* - DEM que é descrito em detalhes na seção 4.3, as opções são restringidas devido à complexidade do modelo, como discutido em Fluent (2012), sendo o método implícito o mais indicado. Retoma-se aqui um dos objetivos que é a utilização do modelo DEM e, portanto, apenas as discretizações implícitas da Equação (4.3) e Equação (4.4) serão apresentadas.

Pode-se escrever a aceleração da partícula, partindo da Equação (4.4), em uma forma generalizada através da Equação (4.5).

$$\mathbf{a}_p = \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p}{\tau_D} + \sum \mathbf{a}_{sp} \quad (4.5)$$

Na Equação (4.5),  $\tau_D$  é uma constante de tempo associada à força de arrasto e  $\sum \mathbf{a}_{sp}$  representa as demais acelerações advindas de outras forças que podem agir sobre a partícula. Aplicando o método de Euler implícito obtém-se a discretização da Equação (4.5).

$$\mathbf{u}_p^{n+1} = \frac{\mathbf{u}_p^n + (\mathbf{a}_{sp} + \mathbf{u}_p^n / \tau_D) \Delta t}{1 + \Delta t / \tau_D} \quad (4.6)$$

A representação do instante de tempo atual e do instante de tempo posterior na Equação (4.6) é dada pelo sobrescrito  $n$  e  $n + 1$ , respectivamente.

Para a discretização da Equação (4.3) o esquema de discretização trapezoidal implícito, também conhecido como método de Crank-Nicholson (VERSTEEG; MALALASEKERA, 1995), pode ser aplicado, fornecendo a Equação (4.7).

$$\mathbf{x}_p^{n+1} = \mathbf{x}_p^n + \frac{1}{2} \Delta t (\mathbf{u}_p^n + \mathbf{u}_p^{n+1}) \quad (4.7)$$

Nesse ponto é possível observar que no cálculo da velocidade da partícula, através da Equação (4.6), a velocidade do fluido no passo de tempo anterior é utilizada. A aceleração devido às demais forças, que não o arrasto, é calculada de forma explícita e também é utilizada no termo de acoplamento  $\mathbf{F}_{DPM}$  da Equação (4.2).

De Lai (2013) explica que uma desvantagem do modelo DPM está na forma de representação do movimento das partículas: a forma e o volume das partículas são tratados como abstrações dentro do volume de controle e os detalhes do escoamento ao redor das partículas (como vórtices, descolamentos, camada limite e esteiras) não são considerados. Outra limitação desta abordagem, particular a este trabalho, é a incapacidade de calcular escoamentos com alta concentração de partículas, que é condição necessária para o preenchimento de fraturas. A representação pontual de partículas dentro do escoamento também se mostra uma adversidade quando a colisão é um fenômeno presente.

A extensão do modelo DPM para o modelo DDPM – sigla do inglês para *Dense Discrete Phase Model* – supera a limitação da concentração de partículas e será discutida na próxima subseção. As colisões entre partículas podem ser contabilizadas através da inclusão de um modelo de colisões, seja ele de esfera rígida ou esfera deformável, ao DDPM. Detalhes sobre os modelos de colisão serão apresentados na subseção 4.3.1.

## 4.2 Modelo de Fase Discreta Densa - DDPM

Considerado uma extensão do modelo DPM, o modelo DDPM permite o tratamento de problemas com alta concentração de partículas. Para tanto, o modelo em questão considera a fração volumétrica das partículas, incluindo-a nas equações de conservação da fase contínua.

Primeiramente descrito por Popoff e Braun (2007), o DDPM é considerado um modelo híbrido, pois se utiliza da abordagem euleriana-euleriana para obtenção de campos médios de propriedades em conjunto com a abordagem euleriana-lagrangiana para obtenção das trajetórias das partículas. A forma geral das equações no modelo DDPM para duas fases, no caso fluido e partícula, é dada pela conservação da massa através da Equação (4.8) e da conservação da quantidade de movimento, Equação (4.9).

$$\frac{\partial \epsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = \sum (\dot{m}_{\beta p} - \dot{m}_{p\beta}) \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{Dt} = & -\epsilon_\beta \nabla \mathbf{p}_\beta + \nabla \cdot (\epsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{g} + \\ & + \sum [K_{p\beta}(\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \dot{m}_{\beta p} \mathbf{u}_{\beta p} - \dot{m}_{p\beta} \mathbf{u}_{p\beta}] + \mathbf{F}_{DPM} + \mathbf{S}_{DPM} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Nas equações acima,  $\epsilon_\beta$  representa a fração volumétrica do fluido;  $\dot{m}_{\beta p}$  e  $\dot{m}_{p\beta}$  representam a transferência de massa entre as fases (do fluido para a partícula e da partícula para o fluido, respectivamente);  $\mathbf{u}_{\beta p}$  e  $\mathbf{u}_{p\beta}$  são as velocidades de transporte entre as fases e dependem do sentido da taxa de transferência de massa;  $K_{p\beta}$  é o chamado coeficiente de acoplamento entre as fases;  $\mathbf{S}_{DPM}$  é o termo fonte da fase discreta devido ao deslocamento da fase contínua quando da entrada da partícula em um determinado volume de controle e é dado pela Equação (4.10).

$$\mathbf{S}_{DPM} = - \sum_{particulas} \frac{(\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{sai} - (\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{ent}}{\Delta t} \quad (4.10)$$

O termo de acoplamento,  $\mathbf{F}_{DPM}$ , corresponde às trocas de quantidade de movimento devido à passagem da fase discreta em um volume de controle da fase contínua. Esse termo é dado pela Equação (4.11) com  $K_{D\beta}$  sendo o termo de acoplamento da força de arrasto e  $\mathbf{F}_{p\beta}$  representando as demais forças que possuem acoplamento com o fluido, no caso a massa virtual e a força de sustentação podem ser adicionadas.

$$\mathbf{F}_{DPM} = \sum_{particulas} [K_{D\beta}(\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \sum \mathbf{F}_{p\beta}] \dot{m}_p \Delta t \quad (4.11)$$

Uma maneira de determinar o coeficiente  $K_{D\beta}$  é através da Equação (4.12) que relaciona o tempo de resposta da partícula com uma quantidade  $f$  que é função do coeficiente de arrasto e do número de Reynolds da partícula.

$$K_{D\beta} = \frac{\epsilon_p \rho_p f(C_D, Re_p)}{\tau_p} \quad (4.12)$$

$$f(C_D, Re) = \frac{C_D Re}{24} \quad (4.13)$$



Até aqui, as forças de acoplamento não incluem o efeito de colisões entre partículas. Para isso o método dos elementos discretos, DEM – sigla do inglês para *Discrete Element Method* – será discutido na próxima seção.

### 4.3 Método dos Elementos Discretos - DEM

Ao se expandir a análise para o modelo DDPM, se torna possível estudar escoamentos com altas concentrações de partículas, inclusive o caso em que o acoplamento entre as fases seja em quatro vias. Dessa forma, um modelo que contabilize as colisões entre as partículas se faz necessário.

No modelo DEM, apresentado inicialmente por Cundall e Strack (1979), as partículas dispersas no domínio computacional são rastreadas utilizando um método lagrangiano e a trajetória de cada partícula é calculada através da Segunda Lei de Newton para o movimento.

Computacionalmente falando, segundo a descrição de Cundall e Strack (1979), o método se utiliza de passos de tempo nos quais se considera a velocidade e a aceleração constantes. Na prática, isso significa escolher um passo de tempo pequeno de forma a se garantir a hipótese acima. Se isso for possível, a propagação das perturbações (colisões) será transmitida apenas a partículas vizinhas. Dessa forma, a todo instante, a força resultante em qualquer partícula é determinada exclusivamente através da interação entre partículas com as quais a primeira está em contato. Os cálculos se alternam entre a Segunda Lei de Newton (descrição do movimento das partículas) e o cálculo da força gerada por colisões.

O que diferencia o DEM do DPM, segundo Kloss *et al.* (2009) é a capacidade das partículas de se sobreporem (ou interpenetrarem) umas as outras, caracterizando o processo da colisão entre partículas. A força devido ao choque é calculada através dessa interpenetração e da velocidade das partículas no seu ponto de contato. O modelo de colisões utilizado no DEM é o da esfera deformável.

Kosinski e Hoffmann (2011) fazem uma ressalva sobre os modelos de esfera rígida e de esfera deformável dizendo que o primeiro é, de longe, o mais rápido. Mas a técnica de esfera deformável possui a vantagem de se programar a física da colisão de maneira direta.

Para se entender a demanda computacional dos modelos, Kloss *et al.* (2009) ressalta que, frequentemente, nas simulações utilizando o DEM passos de tempo da partícula na ordem de  $10^{-6}$  s devem ser escolhidos para se obter resultados satisfatórios. Por outro lado o DPM requer passos de tempo na ordem  $10^{-4}$  apenas.

No trabalho de Sykut, Molenda e Horabik (2007) os autores fazem uma recomendação sobre o passo de tempo a se utilizar em aplicações do modelo DEM. A transmissão das perturbações devido às colisões acontecem através de ondas superficiais acústicas que se propaga em sólidos, mecanismo conhecido por ondas de Rayleigh. Partindo disso, os autores apontaram que uma excelente aproximação para o passo de tempo do DEM seria

utilizar uma porcentagem do tempo de Rayleigh, que é tomado como o tempo necessário para uma onda atravessar o menor elemento do sistema particular.

Embora tal modelo possa incluir as forças envolvidas quando da rotação das partículas, outra restrição no programa utilizado impede esse cálculo. O modelo DEM utilizado pelo Ansys Fluent® não contabiliza a rotação de partículas, o que é de certa forma, uma desvantagem do programa, já que em um escoamento com um alto número de partículas a rotação é um fenômeno presente, ainda que não se saiba a extensão de sua influência.

O programa Ansys Fluent® não emprega o modelo de colisões de esfera rígida em suas aplicações, portanto, o modelo de colisões da esfera deformável será empregado. Além disso, para o caso em questão, o modelo de colisões da esfera deformável é, de fato, o mais adequado, pois, como explicado em Stevens e Hrenya (2005) no modelo de esfera rígida as colisões são binárias (realizadas por pares de partículas) enquanto o modelo de colisões de esfera macia contabiliza um número maior de colisões para cada partícula em um mesmo instante de tempo.

O modelo DEM se utiliza de componentes mecânicos simples para descrever o momento de colisão entre as partículas, como amortecedores e molas. Para tanto, uma constante de rigidez,  $k$ , das partículas deve ser introduzida. Uma estimativa para esta constante é dada pela Equação (4.14).

$$k = \frac{\pi |\mathbf{u}_{12}|^2 D_p \rho_p}{3\sigma_\delta^2} \quad (4.14)$$

Na Equação (4.14),  $\mathbf{u}_{12}$  representa a velocidade relativa entre as partículas em colisão e  $\sigma_\delta$  representa a fração das partículas em que se permite a sobreposição.

A seção a seguir tratará dos modelos de colisão utilizados no modelo DEM

### 4.3.1 Modelos de Colisão

Basicamente, existem três modelos de colisões que se utilizam de uma descrição física simplificada: mola (usualmente chamado de *spring*), mola-amortecedor (*spring-dashpot*) e atrito (*friction*) que serão abordados nesta subseção.

O modelo do tipo mola (Figura 4.2) é aquele em que o sistema de colisões obedece a Lei de Hooke. Nesse regime a força normal com que a partícula será repelida é diretamente proporcional a uma constante de rigidez e a deformação sofrida pelo corpo. Tal deformação pode ser interpretada como uma sobreposição das partículas no momento da colisão.

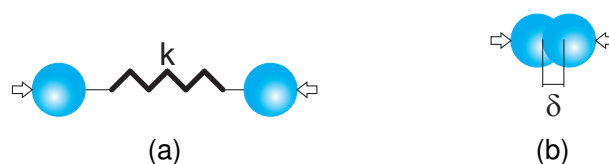


Figura 4.2 – Em (a) modelo do tipo mola e (b) representação da sobreposição

A Equação (4.15) representa a força normal resultante advinda da colisão entre duas partículas, em que  $k$  é a constante de rigidez das partículas,  $\delta$  é a deformação (ou sobreposição) e  $\lambda_{12}$  é a direção normal na qual o choque ocorre.

$$\mathbf{F}_{n,12} = k\delta\lambda_{12} \quad (4.15)$$

A sobreposição das partículas  $\delta$  é mostrada na Figura 4.2(b) e sua definição matemática é dada pela Equação (4.17). Ainda na Equação (4.15)  $\lambda_{12}$  é definido através da Equação (4.16).

$$\lambda_{12} = \frac{\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1}{|\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1|} \quad (4.16)$$

$$\delta = |\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1| - (r_1 + r_2) \quad (4.17)$$

Em que  $\mathbf{x}_1$ ,  $\mathbf{x}_2$ ,  $r_1$  e  $r_2$  são, respectivamente, as posições das partículas 1 e 2 e os raios das partículas 1 e 2.

O modelo do tipo mola-amortecedor parte do princípio da associação de ambos os componentes mecânicos, assim como mostrado na Figura 4.3.

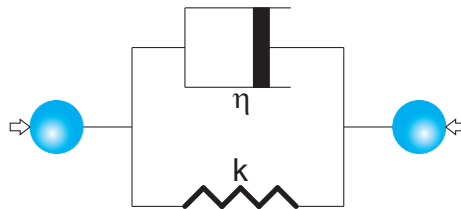


Figura 4.3 – Representação de uma colisão utilizando o modelo mola-amortecedor

Este modelo segue a mesma formulação do modelo de mola, dado pela Equação (4.15), acrescido de um termo de amortecimento (baseado em um coeficiente de restituição  $\eta$ ) que pode variar de zero (exclusive) a um (inclusive).

$$\mathbf{F}_{n,12} = [k\delta + \gamma\mathbf{u}_{12} \cdot \lambda_{12}]\lambda_{12} \quad (4.18)$$

Os termos  $\gamma$  (coeficiente de amortecimento) e  $\mathbf{u}_{12}$  (velocidade relativa) são definidos pelas Equação (4.19) e Equação (4.20), respectivamente (HOOMANS, 2000).

$$\gamma = -2\frac{m_{12}}{t_{col}} \ln \eta \quad (4.19)$$

$$\mathbf{u}_{12} = \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1 \quad (4.20)$$

Na Equação (4.19), a massa reduzida,  $m_{12}$ , e o tempo de colisão  $t_{col}$  são definidos, respectivamente, pelas Equação (4.21) e Equação (4.22).

$$m_{12} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (4.21)$$

$$t_{col} = f_{perdas} \sqrt{\frac{m_{12}}{k}} \quad (4.22)$$

E, por último, o fator de perdas,  $f_{perdas}$  é definido através da Equação (4.23).

$$f_{perdas} = \sqrt{\pi^2 \ln^2 \eta} \quad (4.23)$$

Nas equações apresentadas anteriormente, o coeficiente de restituição e a constante elástica das partículas são parâmetros de entrada para o início dos cálculos. Segundo Stevens e Hrenya (2005), existem duas metodologias básicas para a definição dos dois parâmetros: utilizar dados obtidos de maneira experimental e escolher tais parâmetros para que eles representem um tempo de colisão desejado ou para reduzir o tempo computacional. Os autores ainda ressaltam que, para sistemas com alta concentração de partículas, a segunda abordagem é mais adequada, já que a primeira pode levar a previsões contraditórias.

Dentre os modelos apresentados de colisão para a força normal, o que melhor descreve o comportamento dos choques entre partículas e entre a partícula e a parede do espaço confinado é o modelo mola-amortecedor e, portanto, será o modelo utilizado durante as simulações numéricas. Além disso, como observado em Kruggel-Emden *et al.* (2007) e em Di Renzo e Di Maio (2007), os modelos do tipo linear, como o mola-amortecedor, são os mais utilizados em simulações DEM.

Por fim, como descrito em Dahl (1968), o modelo de atrito emprega a equação de Coulomb e, por consequência, um coeficiente de atrito  $\mu_a$ . O método se baseia na velocidade tangencial relativa entre os componentes do sistema de colisão. A força resultante pode ou não inibir o movimento relativo, dependendo do valor da quantidade de movimento na direção tangencial e das demais forças nessa direção.

A equação do modelo de contato baseado na equação do atrito de Coulomb é dada por:

$$\mathbf{F}_t = -\mu_a |\mathbf{F}_n| \boldsymbol{\zeta}_{12} \quad (4.24)$$

Na Equação (4.24),  $\boldsymbol{\zeta}_{12}$  representa o vetor unitário na direção tangencial no momento do contato entre as partículas 1 e 2. Para o seu cálculo define-se a velocidade relativa tangencial através da Equação (4.25).

$$\mathbf{u}_{t,12} = \mathbf{u}_{12} - (\mathbf{u}_{12} \cdot \boldsymbol{\lambda}_{12}) \boldsymbol{\lambda}_{t,12} \quad (4.25)$$

Dessa forma, exprime-se o vetor unitário na direção tangencial do contato através da Equação (4.26).

$$\zeta_{12} = \frac{\mathbf{u}_{t,12}}{|\mathbf{u}_{t,12}|} \quad (4.26)$$

O coeficiente de atrito é determinado através do módulo da velocidade tangencial através de uma equação condicional (FLUENT, 2012).

$$\mu_a(|\mathbf{u}_{t,12}|) = \left\{ \begin{array}{ll} \mu_s + (\mu_s - \mu_g) \left( \frac{|\mathbf{u}_{t,12}|}{U_G} - 2 \right) \frac{|\mathbf{u}_{t,12}|}{U_G} & \text{para } |\mathbf{u}_{t,12}| \leq U_G \\ \mu_g & \text{para } U_G < |\mathbf{u}_{t,12}| \leq U_l \\ \frac{1 + (|\mathbf{u}_{t,12}| - U_l)/s_l}{1 + (\mu_g/\mu_l)(|\mathbf{u}_{t,12}| - U_l)/s_l} & \text{para } |\mathbf{u}_{t,12}| \leq U_l \end{array} \right\} \quad (4.27)$$

Na Equação (4.27)  $U_G$  e  $U_l$  representam, respectivamente, as velocidades de deslizamento e limite das partículas;  $\mu_s$ ,  $\mu_g$  e  $\mu_l$  representam o atrito estático, de deslizamento e limite, respectivamente;  $s_l$  é o parâmetro que indica o quão rápido o coeficiente de atrito  $\mu_a$  se aproxima de  $\mu_l$ . Utilizando as componentes normal e tangencial da força gerada na colisão das partículas, o termo devido ao modelo DEM pode ser escrito através da Equação (4.28).

$$\mathbf{F}_{DEM} = \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_t \quad (4.28)$$

## 4.4 Síntese das Equações do Modelo Acoplado DDPM-DEM

Como explicado anteriormente na seção 4.1, o modelo DPM será preterido e a utilização de um modelo acoplado da forma DDPM-DEM será utilizado, devido à limitação de concentração de sólido no escoamento. Com relação à fase contínua, as equações Equação (4.8) e Equação (4.9) podem ser reescritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial \epsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = 0 \quad (4.29)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{Dt} = & -\epsilon_\beta \nabla \mathbf{p}_\beta + \nabla \cdot [\epsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta] + \epsilon_\beta \rho_f \mathbf{g} + \\ & + \sum_{particulas} \left[ K_{D\beta} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \frac{\mathbf{F}_{mv} + \mathbf{F}_s}{m_p} \right] \dot{m}_p \Delta t - \\ & - \sum_{particulas} \left[ \frac{(\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{sai} - (\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{ent}}{\Delta t} \right] \end{aligned} \quad (4.30)$$

Para a fase discreta do acoplamento, a Equação (4.3) permanece inalterada e a Equação (4.4) pode ser expandida para acrescentar as forças já discutidas na seção 4.1 e a

força de colisão ( $\mathbf{F}_{DEM}$ ) como mostrado na Equação (4.32).

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (4.31)$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{ge} + \mathbf{F}_{mv} + \mathbf{F}_{gp} + \mathbf{F}_{ls} + \mathbf{F}_{DEM} \quad (4.32)$$

O conjunto de equações para a fase discreta que contabiliza o transporte da partícula é resolvido através do método implícito de Euler.

A solução para a fase contínua é obtida através do algoritmo proposto por Vasquez e Ivanov (2000) chamado PC-SIMPLE (sigla do inglês para *Phase Coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*). Este algoritmo, disponível no programa Ansys Fluent<sup>®</sup>, será abordado na próxima seção.

## 4.5 Solução Numérica do Modelo DDPM-DEM

A solução numérica do modelo envolve a discretização das equações para o fluido através do método dos Volumes Finitos (PATANKAR, 1980). O acoplamento pressão-velocidade é realizado por um algoritmo preditor-corretor chamado PC-SIMPLE, considerado uma extensão do SIMPLE proposto por Patankar e Spalding (1972). O algoritmo se baseia na correção da pressão de forma segregada, assim como apresentado por Chorin (1968). Mais detalhes do método de solução são apresentados no Apêndice B.

## 4.6 Distribuição com Base na Média dos Nós

No método utilizado, os resultados dos cálculos para a fase dispersa são armazenados nos nós do volume de controle através da técnica baseada na média dos nós. Esta distribuição, como explicado em Fluent (2012), reduz a dependência da malha, aumentando a estabilidade numérica nas simulações que utilizam o acoplamento DDPM-DEM graças à suavização do efeito das partículas sobre a solução da fase contínua. Essa distribuição é discutida no Apêndice C.

No próximo capítulo serão apresentados problemas testes que tem por objetivo verificar o comportamento do modelo selecionado.

## 5 PROBLEMAS DE VERIFICAÇÃO

Neste capítulo serão apresentados problemas testes cujo objetivo é determinar a capacidade do modelo adotado em reproduzir os fenômenos presentes no escoamento particulado. Os problemas aqui expostos foram inspirados na revisão de trabalhos anteriores, presente na seção 1.2.

### 5.1 Velocidade Terminal

O teste de velocidade terminal se resume ao abandono de uma partícula com diâmetro  $D_p$ , massa específica  $\rho_p$  e velocidade inicial nula em um fluido de massa específica  $\rho_\beta$  e viscosidade dinâmica  $\mu_\beta$ . Devido à ação da gravidade, a partícula iniciará seu movimento, modificando sua velocidade até um valor limite chamada de velocidade terminal. O trabalho de Mordant e Pinton (2000) – chamado doravante de MP, será utilizado como referência. A Figura 5.1 mostra uma representação do problema de velocidade terminal, para três instantes de tempo  $t_1$ ,  $t_2$  e  $t_3$ .

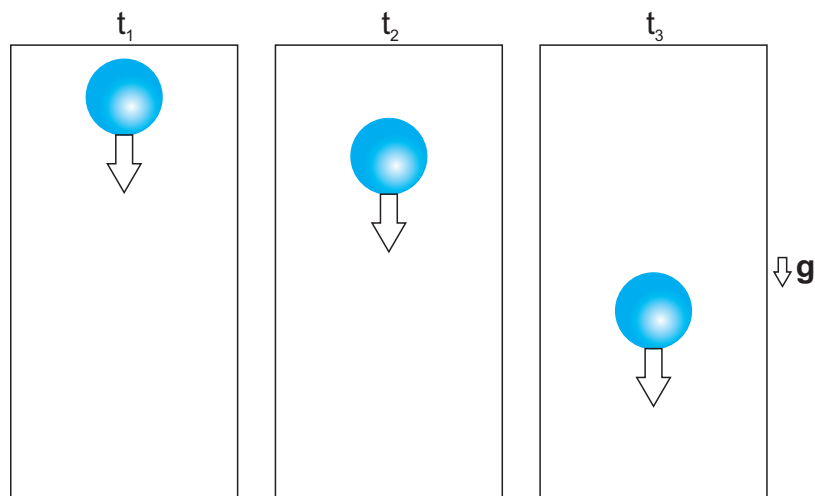


Figura 5.1 – Problema de velocidade terminal

Uma quantidade representativa de testes foi realizada para determinar os melhores parâmetros para simulação da velocidade terminal. Ao todo foram realizadas 54 simulações e os resultados principais são mostrados nessa seção.

#### 5.1.1 Testes preliminares

Preliminarmente foram realizados testes de malha, de passo de tempo de fluido e de passo de tempo de partícula. Para tanto, a partícula e o fluido utilizados possuíam as características descritas na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Parâmetros de simulação dos testes preliminares

Parâmetro	Representação [Unidade]	Valor
Massa específica da partícula	$\rho_p [kg/m^3]$	2560
Diâmetro da partícula	$D_p [mm]$	1,5
Velocidade terminal esperada	$u_p [m/s]$	0,218
Massa específica do fluido	$\rho_\beta [kg/m^3]$	998,2
Viscosidade dinâmica do fluido	$\mu_\beta [kg/m^3]$	$1,003 \cdot 10^{-3}$

O resultado mostrado na Figura 5.2, evidencia a independência do passo de tempo da partícula no estudo da velocidade terminal. O passo de tempo da partícula é importante apenas para o cálculo de colisões.

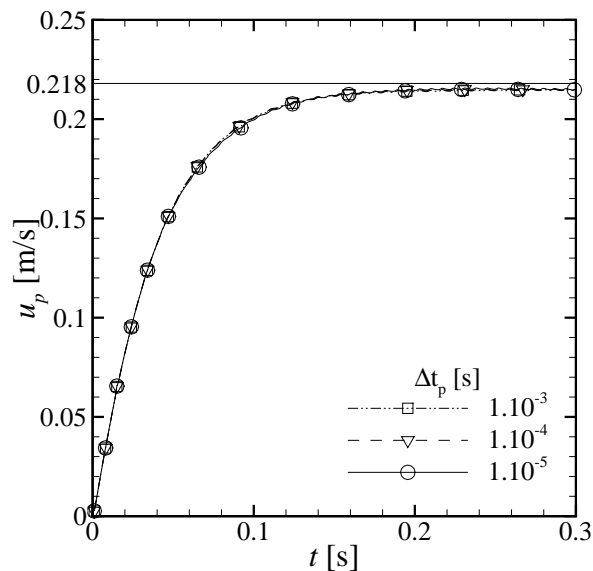


Figura 5.2 – Comparação entre passos de tempo da partícula

A Figura 5.3, mostra uma comparação entre malhas em relação ao passo de tempo fixo do fluido, i.e., fixa-se um passo de tempo e aplica-se a variação na malha. As malhas utilizadas possuíam volume de controle cúbico com dimensões de  $1,5 \times 1,5 \times 1,5 mm$ ,  $3,0 \times 3,0 \times 3,0 mm$  e  $6,0 \times 6,0 \times 6,0 mm$ .

O que se verifica, com base na Figura 5.3 é um comportamento anômalo: com o aumento do volume de controle, observa-se uma melhora na velocidade terminal obtida, com uma excelente aproximação para o caso com malha mais grosseira e pouca variação entre as malhas de 3,0 e 6,0 mm. Essa pequena variação serve como indicativo da estabilização da influência da malha sobre o problema em questão.

Além disso, é possível verificar na Figura 5.3(a) que, para um passo de tempo do fluido relativamente grande, o problema se torna menos sensível ao tamanho do volume de controle. Já na Figura 5.3(b) e Figura 5.3(c) o comportamento é diferente, indicando que, para volumes de controle de tamanho relativamente grande, deve-se optar por um passo de tempo do fluido mais refinado.



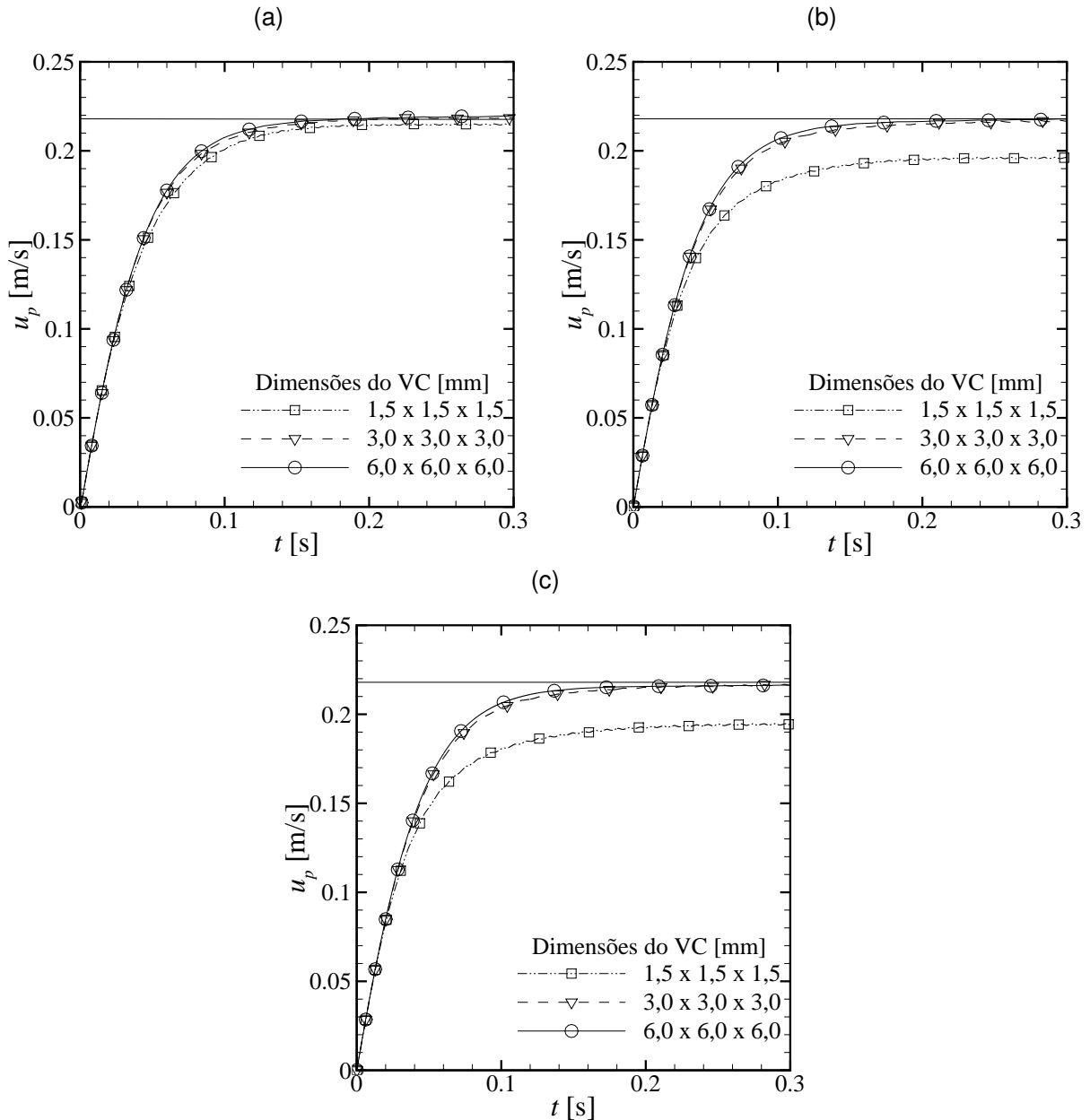


Figura 5.3 – Influência da malha em relação ao passo de tempo do fluido para (a)  $1 \cdot 10^{-3}$  s; (b)  $1 \cdot 10^{-4}$  s e; (c)  $5 \cdot 10^{-5}$  s

Por último, compara-se o passo de tempo do fluido em relação à malha, mantendo-se o tamanho da malha fixo e variando o passo de tempo do fluido para valores de  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$  e  $5 \cdot 10^{-5}$  s.

É possível perceber que o passo de tempo é fator determinante no sucesso da simulação quando a malha está mais refinada para volume de controle de  $1,5 \times 1,5 \times 1,5$  mm na Figura 5.4(a). Para um volume de controle mais grosseiro, o passo de tempo do fluido não possui grandes influências como pode ser observado nas configurações de  $3,0 \times 3,0 \times 3,0$  mm - Figura 5.4(b) e  $6,0 \times 6,0 \times 6,0$  mm - Figura 5.4(c).

A partir dos testes aqui apresentados é possível apontar que o sucesso da simulação está condicionado ao correto ajuste do passo de tempo do fluido e do tamanho do volume

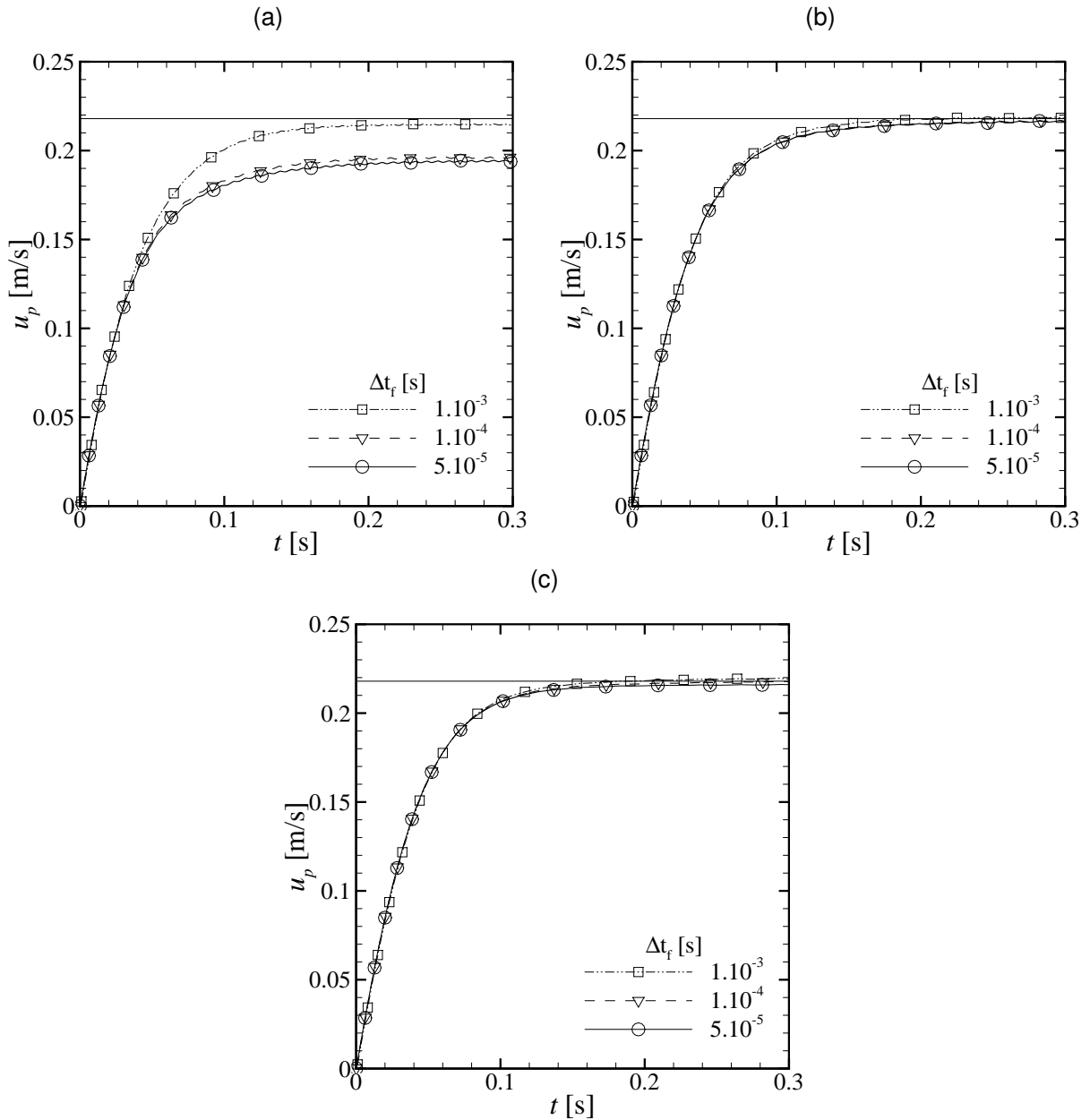


Figura 5.4 – Influência do passo de tempo em relação ao tamanho do volume de controle para (a)  $1,5 \times 1,5 \times 1,5$  mm; (b)  $3,0 \times 3,0 \times 3,0$  mm e; (c)  $6,0 \times 6,0 \times 6,0$  mm

de controle na malha.

A segunda parte dos testes de velocidade terminal constitui-se da comparação de curvas entre o modelo numérico aqui apresentado e os dados fornecidos por Mordant e Pinton (2000). O objetivo dos testes é verificar a resposta da velocidade terminal em relação àquela obtida por Mordant e Pinton (2000). Os testes incluem variações de diâmetro, massa específica da partícula, tamanho do volume de controle da malha e passo de tempo do fluido.

### 5.1.2 Comparações com casos de Mordant and Pinton (2000)

Para cada partícula a influência da malha foi analisada com três tamanhos de volume de controle: uma, duas e quatro vezes o diâmetro da partícula; Para cada tamanho de malha, três passos de tempo do fluido foram testados. Apresenta-se nessa seção apenas os resultados mais expressivos. Os parâmetros de simulação são mostrados na Tabela 5.2.

Tabela 5.2 – Parâmetros de simulação dos testes de verificação

Parâmetro	Representação [Unidade]	Caso 1	Caso 2
Massa específica da partícula	$\rho_p$ [ $kg/m^3$ ]	2560	7710
Diâmetro da partícula	$D_p$ [mm]	0,5	0,8
Velocidade terminal esperada	$u_p$ [m/s]	0,0741	0,315
Massa específica do fluido	$\rho_\beta$ [ $kg/m^3$ ]	998,2	998,2
Viscosidade dinâmica	$\mu_\beta$ [ $kg/m^3$ ]	$1,003 \cdot 10^{-3}$	$1,003 \cdot 10^{-3}$

Na Figura 5.5 são mostrados os testes de passo de tempo de fluido e a comparação com Mordant e Pinton (2000). Na comparação entre passo de tempo do fluido, Figura 5.5(a), pode-se observar que um passo de tempo maior leva a uma superestimação do resultado, enquanto um passo de tempo menor se ajusta melhor ao valor da velocidade final.

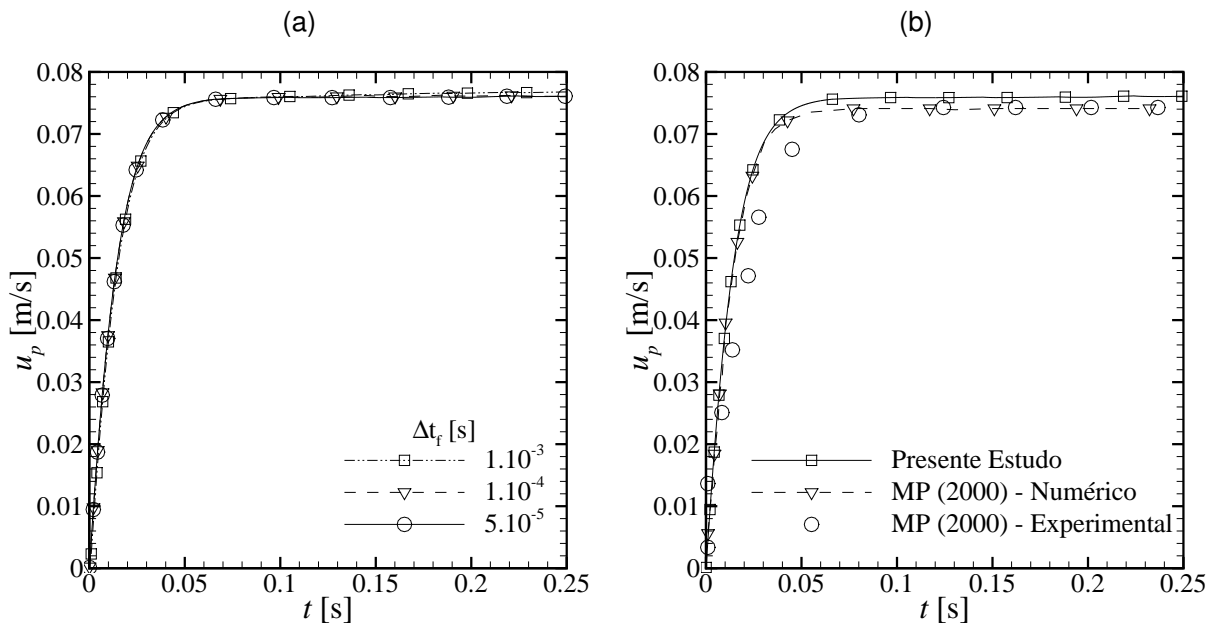


Figura 5.5 – Resultados para o Caso 1: (a) teste de passo de tempo do fluido e (b) comparação com o trabalho de Mordant e Pinton (2000)

Na Figura 5.5(b), para a comparação com os dados de MP, verifica-se que o valor da velocidade terminal obtido pelo modelo numérico deste trabalho encontra-se levemente superestimado. No comportamento experimental, embora o resultado final tenha ficado acima do esperado, observa-se o mesmo comportamento com boa adequação entre as curvas até o patamar da velocidade terminal.

Para o Caso 2, na comparação do passo de tempo do fluido na Figura 5.6(a) observa-se uma redução do valor limite da velocidade, mesmo comportamento da Figura 5.5(a).

Quando comparado aos resultados experimentais de MP, na Figura 5.6(b), verifica-se que existe uma subestimação do valor da velocidade terminal, indicando que a razão entre massas específicas do fluido e da partícula também é um parâmetro que influencia os resultados do modelo DDPM-DEM.

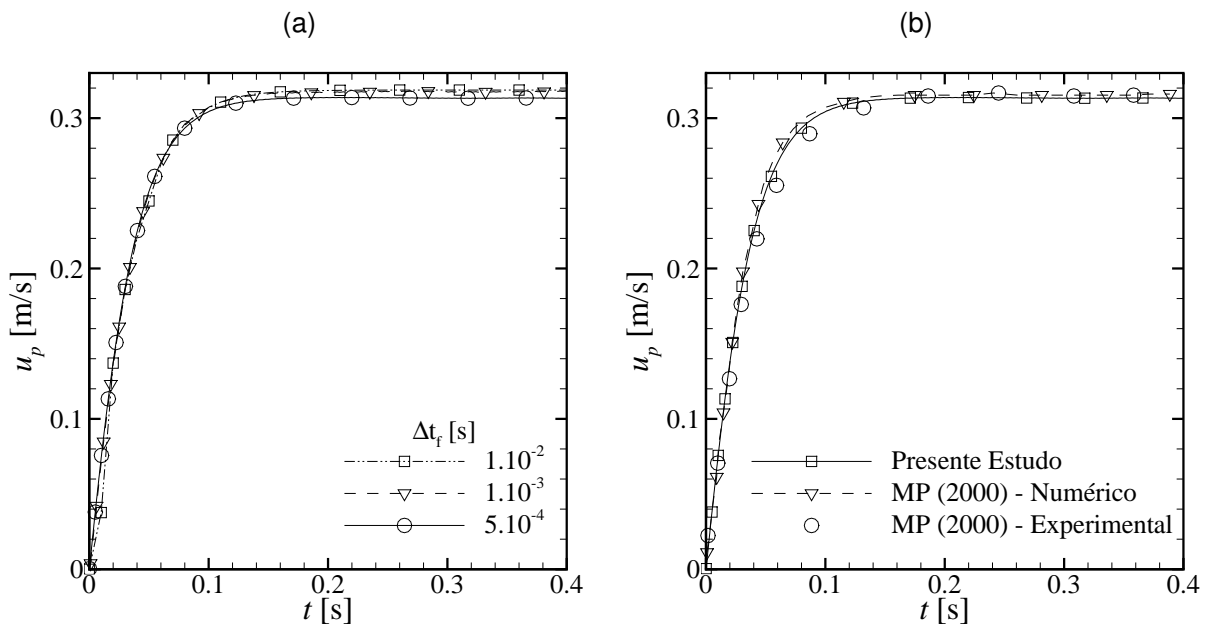


Figura 5.6 – Resultados para o Caso 2: (a) teste de passo de tempo do fluido e (b) comparação com o trabalho de Mordant e Pinton (2000)

As diferenças aqui encontradas podem ser justificadas através do tipo de simulação utilizada. Mordant e Pinton (2000) utilizam-se da simulação do tipo DNS, que permite avaliar todos os mecanismos de transferência de quantidade de movimento. O modelo DDPM, como já discutido anteriormente, não é capaz de identificar de maneira detalhada tais mecanismos.

## 5.2 Colisão com parede

O teste de colisão com parede foi escolhido por fazer uso do modelo de colisões DEM descrito na seção 4.3. Para isso, utilizou-se o trabalho de Gondret, Lance e Petit (2002) – chamado, doravante, de GLP. O problema consiste em abandonar uma partícula que atingirá a velocidade terminal e colidirá com uma parede. A Figura 5.7 exemplifica o problema em questão em quatro instantes de tempo –  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  e  $t_4$ .

Para este problema foram testadas duas condições: a primeira consiste em um coeficiente de restituição constante e a segunda em um coeficiente de restituição variável, como sugerido em GLP. O modelo de colisões utilizado foi o modelo mola-amortecedor, apresentado na subseção 4.3.1. A Tabela 5.3 mostra os parâmetros para a simulação.

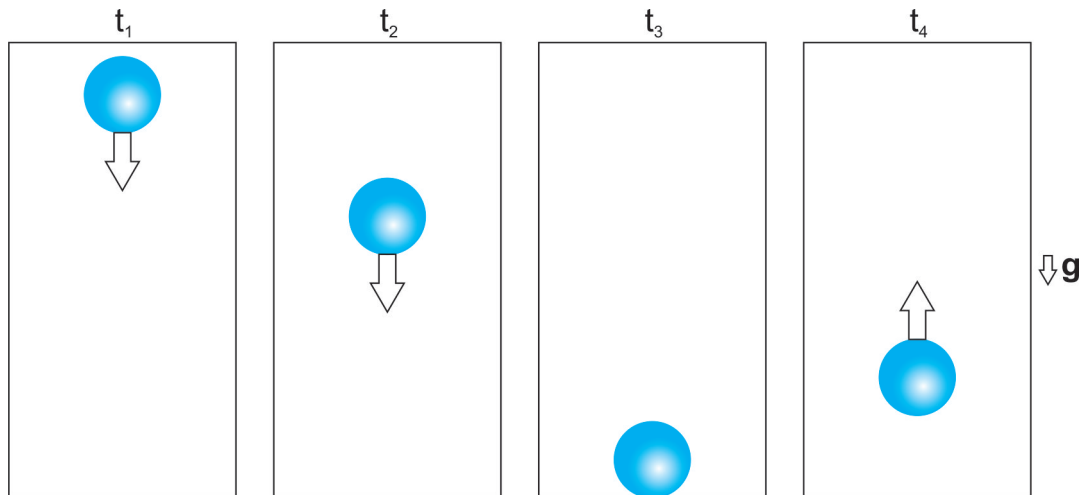


Figura 5.7 – Problema de colisão com parede

Tabela 5.3 – Parâmetros de simulação para o problema de colisão

Parâmetro	Representação [Unidade]	Valor
Massa específica da partícula	$\rho_p [kg/m^3]$	7800
Diâmetro da partícula	$D_p [mm]$	3,0
Massa específica do fluido	$\rho_\beta [kg/m^3]$	935
Viscosidade dinâmica do fluido	$\mu_\beta [kg/m^3]$	$10 \cdot 10^{-3}$
Passo de tempo do fluido	$\Delta t_\beta [s]$	$2 \cdot 10^{-4}$
Passo de tempo da partícula	$\Delta t_p [s]$	$2 \cdot 10^{-5}$
Tamanho do volume de controle	$\Delta x [mm]$	$6,0 \times 6,0 \times 6,0$
Constante de rigidez	$k [N/m]$	378,25

A escolha das duas condições se deu devido a restrições do programa Ansys Fluent®. Nele o coeficiente de restituição assume um valor fixo. No trabalho desenvolvido por GLP, os autores indicam que o coeficiente de restituição  $\eta$  varia a cada colisão da esfera com a parede horizontal, i.e., o fundo do canal. A Figura 5.8 mostra os resultados das simulações em comparação com os dados fornecidos no trabalho de GLP.

Os valores de  $\eta$  para as quatro primeiras colisões fornecidos pelos autores são de 0,78, 0,66, 0,45 e 0,25, respectivamente. Para as outras colisões, Gondret, Lance e Petit (2002) verificaram que o coeficiente de restituição era tão pequeno que poderia ser considerado nulo.

A simulação com coeficiente constante foi feita com o valor de 0,78. Para a simulação com coeficiente variável, os valores do coeficiente de restituição foram alterados manualmente antes de cada colisão, seguindo os dados de GLP.

Como se pode observar na Figura 5.8, existe um pequeno atraso temporal no momento da colisão. Isso se dá devido à diferença na altura final ( $h_{max}$ ) no ponto de inflexão da velocidade.

A Tabela 5.4 mostra a diferença entre as alturas, que é milimétrica para a primeira

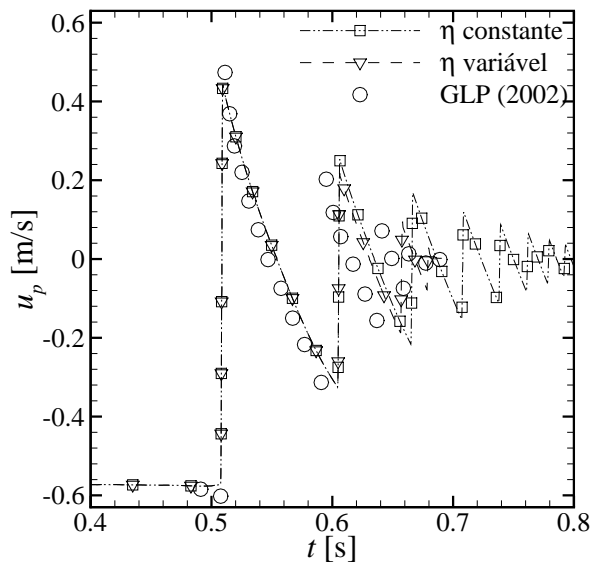


Figura 5.8 – Comparação para o caso de colisão contra a parede

colisão e ainda menor para as restantes. Isso significa que a velocidade final da partícula não será muito diferente daquela verificada experimentalmente, para o caso de coeficientes variáveis, como é possível verificar através da Figura 5.8. Para o caso com coeficiente constante, verifica-se que os resultados pouco se aproximam do caso experimental, após a segunda colisão.

Tabela 5.4 – Comparação entre alturas máximas

Colisão	Coefficiente de restituição - $\eta$	$h_{max}$ - GLP [mm]	$h_{max}$ - atual estudo [mm]
1	0,78	7,489	9,075
2	0,66	2,278	2,529
3	0,45	0,570	0,402
4	0,25	0,017	0,013

Com este teste observa-se que há uma limitação do programa quando existe colisões molhadas. É importante observar que tal limitação se apresenta apenas no estudo de colisões molhadas recorrentes entre o mesmo par de colisão, como observado neste teste de verificação. Na próxima secção, um escoamento particulado denso é analisado com o objetivo de avaliar a restrição aqui encontrada.

### 5.3 Leito Fluidizado

O problema do leito fluidizado permite avaliar o modelo escolhido quando existe um grande número de partículas. O leito fluidizado consiste de uma quantidade compactada de partículas na base de um canal vertical. Fluido é injetado na base, fazendo com que as partículas compactadas entrem em movimento. Devido a resistência ao escoamento,

imposta pelas partículas no fundo do canal, é necessária uma velocidade mínima para que se observe a fluidização. A Figura 5.9 mostra uma simplificação esquemática do leito fluidizado.

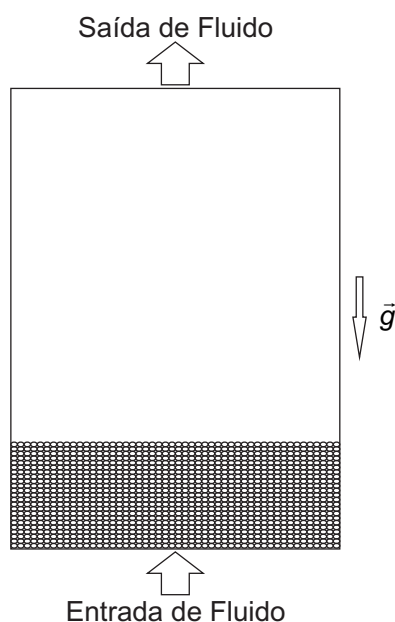


Figura 5.9 – Problema do leito fluidizado

O caso base para comparação é o apresentado por Azhar e Stopford (2012), que também foi simulado através do acoplamento DDPM-DEM do Ansys Fluent<sup>®</sup>. Os parâmetros de simulação são dados na Tabela 5.5.

Tabela 5.5 – Parâmetros de simulação para o problema do leito fluidizado

Parâmetro	Representação [Unidade]	Valor
Massa específica da partícula	$\rho_p [kg/m^3]$	1550
Diâmetro da partícula	$D_p [mm]$	3,770
Velocidade de entrada do fluido	$U_\beta [m/s]$	0,5
Massa específica do fluido	$\rho_\beta [kg/m^3]$	1,225
Viscosidade dinâmica do fluido	$\mu_\beta [kg/m^3]$	$1,789 \cdot 10^{-5}$
Dimensões do canal	$L_x, L_y, L_z [m]$	$0,2 \times 0,2 \times 0,4$
Passo de tempo do fluido	$\Delta t_\beta [s]$	$10^{-5}$
Passo de tempo da partícula	$\Delta t_p [s]$	$2 \cdot 10^{-4}$
Constante de rigidez	$k [N/m]$	100
Coefficiente de atrito estático	$\mu_s [-]$	0,5
Coefficiente de atrito de deslizamento	$\mu_G [-]$	0,2

Azhar e Stopford (2012) mostraram que, embora a pressão na entrada do canal vertical possua oscilações durante o movimento das partículas, é importante que se avalie a média da pressão no tempo estudado. Nesse caso, a média da pressão no tempo indicado é

de  $1014,7 Pa$  para Azhar e Stopford (2012) e de  $1015,2 Pa$  para o presente estudo, o que significa um erro relativo de 0,05%.

As curvas em comparação são mostradas na Figura 5.10. As oscilações da pressão de entrada podem ser atribuídas ao caráter caótico do movimento das partículas, advindo da sensibilidade do sistema às condições iniciais de injeção de fluido.

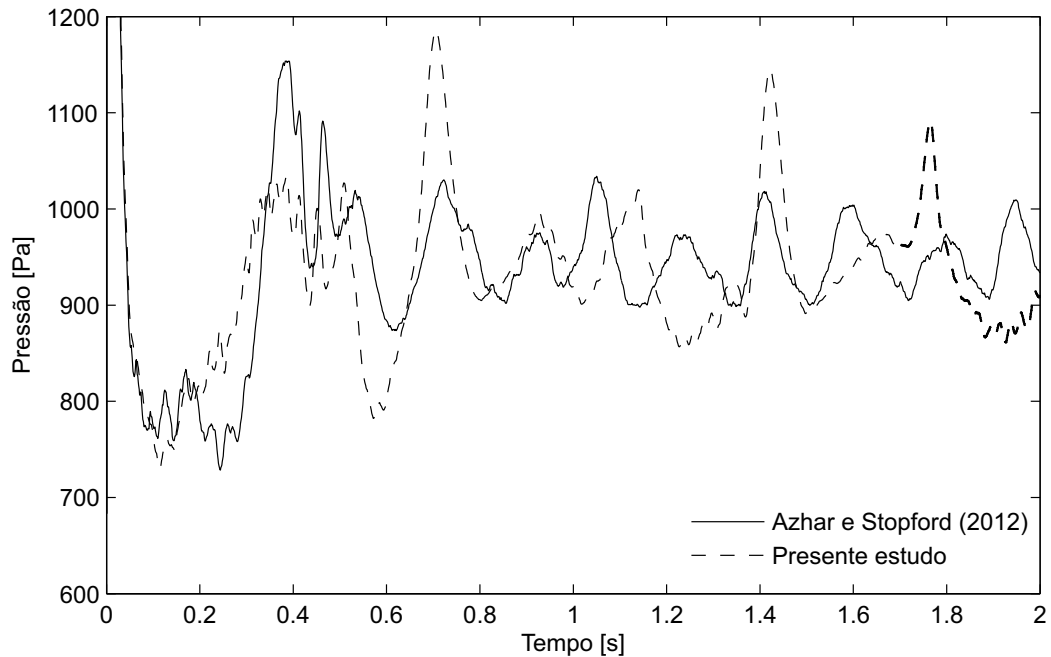


Figura 5.10 – Comparação pressão na entrada do leito

## 5.4 Síntese do Capítulo 5

Com os testes aqui apresentados é possível verificar que o modelo escolhido possui bom comportamento tanto para sistemas com uma partícula, como para sistemas dispersos densos, como o caso do leito fluidizado. Existem, entretanto, pequenas ressalvas a serem feitas em relação ao modelo e à utilização do programa Ansys Fluent®.

A primeira delas está na incapacidade do modelo em resolver as interações entre as fases de maneira detalhada, como o método DNS. Aqui, estruturas do escoamento como vórtices, por exemplo, são negligenciados ao redor das partículas. Isso traz ganho na velocidade de processamento e não acarreta em discrepâncias significativas. Como o objeto de estudo do projeto será no empacotamento de partículas, analisar fenômenos ao redor das partículas não será de extrema importância. Isso significa que, para o que se propõe, o modelo DDPM se mostra suficiente.

Outra ressalva está no estudo de colisões molhadas e repetidas entre um mesmo par de colisões. O problema aqui se encontra no programa utilizado e não no modelo DDPM-DEM, que não possui ajuste de coeficiente de restituição, permitindo utilizar apenas um coeficiente durante as colisões.



No próximo capítulo, os resultados obtidos em relação ao problema de preenchimento serão apresentados e discutidos.

## 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos para o processo de preenchimento da fratura. Os testes envolvidos se concentram nos parâmetros geométricos, nos que caracterizam o escoamento e a injeção de partículas, como o comprimento da fratura  $h_{FR}$ , número de Reynolds  $Re$ , número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido  $N_{p,inj}$ , razão entre massas específicas das partículas e do fluido  $\rho_p/\beta$ , diâmetro da partícula  $D_p$  e viscosidade dinâmica do fluido  $\mu_\beta$ .

### 6.1 Parâmetros de avaliação

Para determinar a dependência do preenchimento em relação às grandezas mencionadas, uma série de parâmetros foram estabelecidos sendo eles a vazão de fuga na fratura  $q_{fuga}$ , a pressão de entrada no canal  $p_{m,CH,i}$ , a posição na qual o empacotamento de partículas se inicia em relação à entrada da fratura  $h_{i,pct}$ , o comprimento do pacote  $h_{pct}$  e o percentual de preenchimento vertical da fratura  $e\%,_{FR}$  - todos indicados na Figura 6.1.

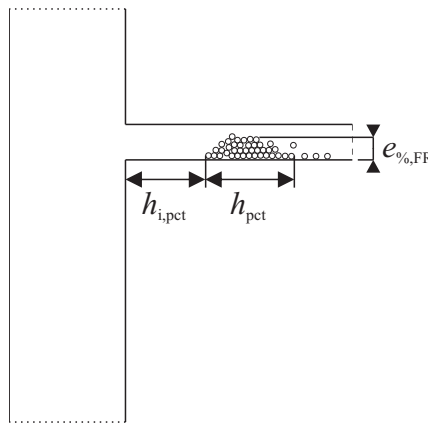


Figura 6.1 – Parâmetros geométricos de interesse no leito de partículas

Para a análise dos parâmetros de vazão de fuga ( $q_{fuga}$ ) e de pressão de entrada no canal ( $p_{m,CH,i}$ ), são aplicadas adimensionalizações com valores característicos do problema, geralmente tomados em referência ao problema de invasão.

A adimensionalização de  $q_{fuga}$  é realizada através da vazão de fuga obtida no fenômeno de invasão ( $q_{\beta,FR,o}$ ), referente ao subproblema 2 (fenômeno de invasão com pressões prescritas) já discutido na subseção 3.3.1. A Equação (6.1) define matematicamente a adimensionalização.

$$Q_{fuga} = \frac{q_{fuga}}{q_{\beta,FR,o}} \quad (6.1)$$

Para  $p_{m,CH,i}$  são realizadas duas adimensionalizações: a primeira, referente ao aumento da pressão na entrada do canal, leva em consideração a pressão na entrada do canal ( $p_{\beta,CH,i}$ ) para o fenômeno de invasão (subproblema 2 da subseção 3.3.1) e é definida na Equação (6.2). Essa adimensionalização é significativa pois mostra o aumento da pressão na entrada do canal gerado pelo processo de injeção das partículas.

$$P_{ent} = \frac{p_{m,CH,i}}{p_{\beta,CH,i}} \quad (6.2)$$

A segunda adimensionalização para  $p_{m,CH,i}$  é referente ao  $\Delta p_{fuga}$ , mostrada na Equação (6.3). Tal procedimento permite avaliar a pressão na entrada do canal em relação ao gradiente de pressão criado pela fratura e a saída do canal. Nesse sentido, realizar a adimensionalização através do  $\Delta p_{fuga}$  é ponderar fatores geométricos da fratura como comprimento, espessura e posição vertical no canal fraturado.

$$P_{m,CH,i} = \frac{p_{m,CH,i}}{\Delta p_{fuga}} = \frac{p_{m,CH,i}}{p_{m,FR,o} - (p_{m,CH,o} - p_{ref})} \quad (6.3)$$

As definições aqui apresentadas serão aplicadas como parâmetros de análise do processo de preenchimento da fratura. Na próxima seção, uma análise do fenômeno de invasão inicial é realizada na qual a influência do percentual de fluido que se perde pela fratura e do número de Reynolds do escoamento são avaliadas.

Posteriormente, será apresentado o processo de preenchimento com o objetivo de minimizar as perdas de fluido através da fratura. O processo de preenchimento será estudado através das variações de parâmetros geométricos da fratura, propriedades do escoamento e da injeção de partículas.

## 6.2 Fenômeno de Invasão

Antes do processo de preenchimento de uma fratura, inicialmente, deve-se provocar o problema de invasão, como descrito na seção 3.1. Nesta seção são apresentadas avaliações referentes ao número de Reynolds do escoamento e à vazão de fuga da fratura. Os parâmetros utilizados nas simulações são descritos na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 – Parâmetros de simulação para o problema de invasão

Parâmetro	Representação [unidade]	Valor
Vazão de fuga	$Q_{fuga}$ [%]	5; 10; 15
Número de Reynolds	$Re$ [-]	250; 500; 750
Massa específica do fluido	$\rho_{\beta}$ [ $kg/m^3$ ]	1187,6
Viscosidade dinâmica do fluido	$\mu_{\beta}$ [ $Pa \cdot s$ ]	$27,973 \cdot 10^{-3}$
Comprimento à montante da fratura	$l_{UP}$ [m]	1,800

(continua)

(continuação)		
Parâmetro	Representação [unidade]	Valor
Comprimento da fratura	$h_{FR}$ [m]	0,720
Comprimento à jusante da fratura	$l_{DW}$ [m]	0,225
Espessura do canal	$h_{CH}$ [m]	0,045
Espessura da fratura	$e_{FR}$ [m]	0,010

A intensidade com que se dá a fuga de fluido na fratura, estabelecida pelo percentual de perda de fluido, possui influência no perfil de escoamento desenvolvido na região da fratura, assim como pode ser visto na Figura 6.2.

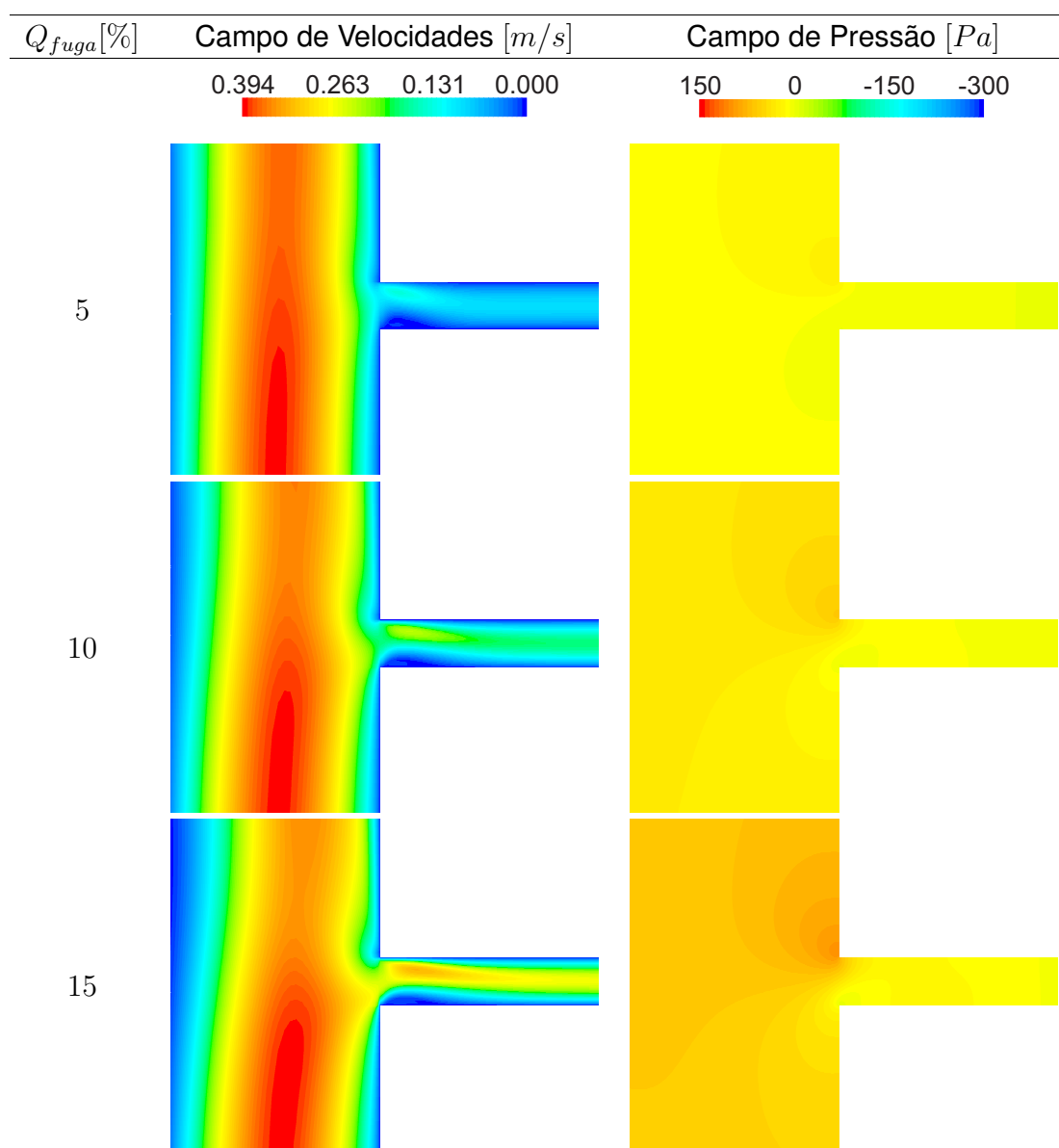


Figura 6.2 – Campo de velocidades e de pressão do fluido em relação à vazão de fuga.  $Re = 500$

Quando analisada a influência do número de Reynolds no escoamento, Figura 6.3, verifica-se que a capacidade de alterar o perfil de velocidades na região de entrada da

fratura não é tão acentuado como ocorre no caso da vazão de fuga.

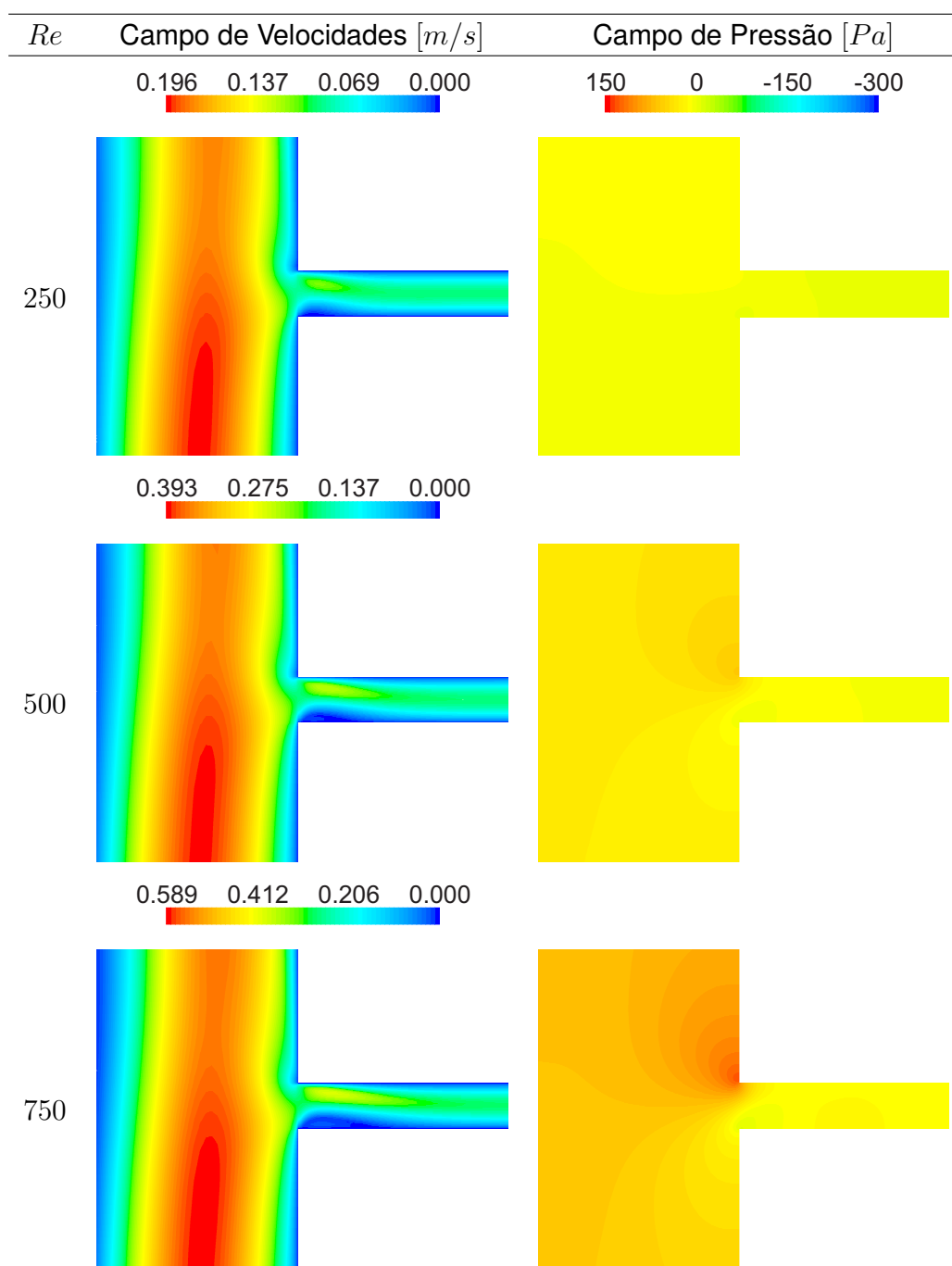


Figura 6.3 – Campo de velocidades e de pressão do fluido em relação ao número de Reynolds.  $Q_{fuga} = 10\%$

Na Figura 6.2 é possível acompanhar o aumento da região de baixa velocidade na parede esquerda do canal, à jusante da fratura, sempre que a vazão de fuga é elevada. Tal comportamento provém da capacidade da fratura de oferecer uma direção de escoamento preferencial, que passa interferir no perfil de velocidades do canal, aumentando a região de baixa velocidade.

O procedimento realizado nesta análise mostra que, quando uma fratura permite uma

vazão de fuga elevada, a velocidade na região de entrada da fratura tende a se elevar. Para a configuração de  $Q_{fuga} = 15\%$ , é possível verificar que a velocidade máxima desenvolvida nessa região se assemelha muito àquela encontrada no canal, sugerindo um aumento da intensidade do escoamento nessa região.

A velocidade do escoamento combinada ao campo de pressões na região de entrada se apresentam como fatores importantes para promover o deslocamento das partículas do canal em direção à fratura.

Analisando o campo de pressões na Figura 6.2, fica evidente o efeito da vazão de fuga sobre o gradiente de pressão na entrada: aumentar a perda de fluido através da fratura significa aumentar o gradiente de pressão na região de entrada.

Embora possua capacidade de modificar o perfil de velocidades na entrada da fratura, o número de Reynolds o faz com menor intensidade quando comparado à sua capacidade de alterar a vazão de fuga na fratura, como pode ser observado na Figura 6.3.

A velocidade máxima observada na entrada da fratura não se assemelha à aquela encontrada no canal em nenhuma das configurações estudadas, sendo sempre menor. Isso indica que a intensidade do escoamento na região de entrada da fratura é menos sensível às mudanças no número de Reynolds. As variações para  $Re$  utilizam uma vazão de fuga de 10%.

Em comparação, ainda na Figura 6.3, é possível identificar que um acréscimo no número de Reynolds tende a aumentar a zona de recirculação na entrada da fratura, especificamente na parede inferior da mesma. Tal zona de recirculação possui influência sobre a entrada de partículas no canal pois, como já foi explicado, a velocidade na região de entrada da fratura contribui para a entrada de partículas no canal.

Dessa forma, deve existir um contrabalanço entre a velocidade na entrada da fratura e a velocidade no canal, de modo a permitir que o maior número de partículas entrem na fratura. O processo de entrada de partículas se dá através de uma superfície, a qual produz linhas de injeção. Nem todas as partículas injetadas no escoamento serão capazes de entrar na fratura, colaborando efetivamente para o preenchimento.

Para estudar a maneira como as partículas injetadas se comportam antes e durante o preenchimento da fratura, na próxima seção será apresentado o processo de preenchimento para uma configuração específica.

### 6.3 Processo de preenchimento da fratura

Nesta seção é explicado como se dá o processo de preenchimento da fratura. O objetivo é introduzir as principais características do processo de preenchimento e do leito de partículas.

Os parâmetros utilizados para a simulação do processo de preenchimento estão listados na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 – Parâmetros de simulação para o preenchimento da fratura

Parâmetro	Representação [unidade]	Valor
Comprimento à montante da fratura	$l_{UP}$ [m]	1,800
Comprimento da fratura	$h_{FR}$ [m]	0,720
Comprimento à jusante da fratura	$l_{DW}$ [m]	0,225
Espessura do canal	$h_{CH}$ [m]	0,045
Espessura da fratura	$e_{FR}$ [m]	0,010
Número de Reynolds	$Re$ [-]	500
Vazão de fuga	$Q_{fuga}$ [%]	10
Diâmetro das partículas	$D_p$ [m]	$5 \cdot 10^{-4}$
Razão de massa específica	$\rho_{p/\beta}$ [-]	2,50
Massa específica do fluido	$\rho_{\beta}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1187,6
Viscosidade dinâmica do fluido	$\mu_{\beta}$ [Pa · s]	$27,973 \cdot 10^{-3}$

Quando o fenômeno de invasão está bem colocado, como abordado nas seções anteriores, inicia-se o processo de injeção de partículas para promover o preenchimento da fratura. O método de injeção utilizado neste trabalho parte da utilização de uma superfície de injeção, capaz de adicionar partículas ao escoamento em um ponto específico da geometria do problema. A Figura 6.4 mostra a evolução temporal do processo de injeção de partículas.

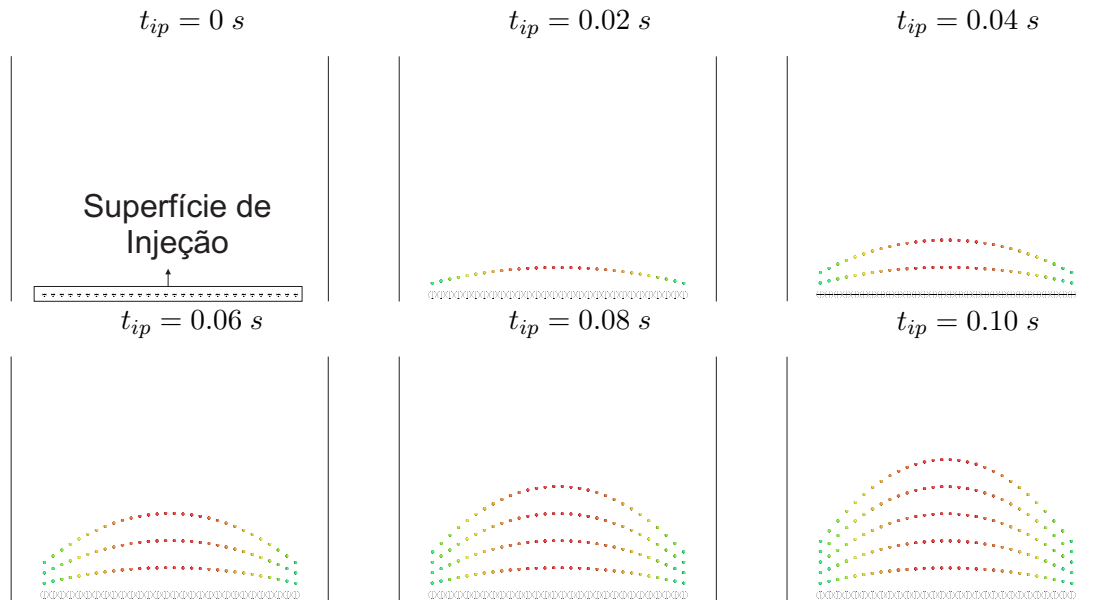


Figura 6.4 – Injeção de partículas para vários instantes de tempo

No caso apresentado na Figura 6.4, é possível observar trinta pontos de injeção de partículas. Em cada passo de tempo do fluido, cada ponto libera uma partícula no escoamento. Ao longo de vários passos de tempo é possível observar uma linha vertical de partículas, indicada na Figura 6.5, chamada de linha de injeção. Tais linhas são o resultado do processo contínuo de injeção de partículas.

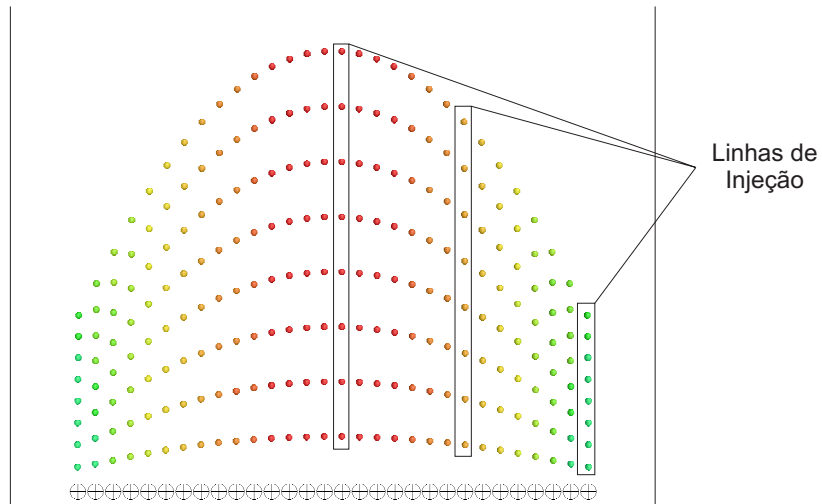


Figura 6.5 – Identificação das linhas de injeção

O preenchimento da fratura ao longo do tempo acontece em três frentes: deposição inicial de partículas, criação de núcleos formadores do pacote e completção dos núcleos para a formação do pacote final, assim como mostrado na Figura 6.6.

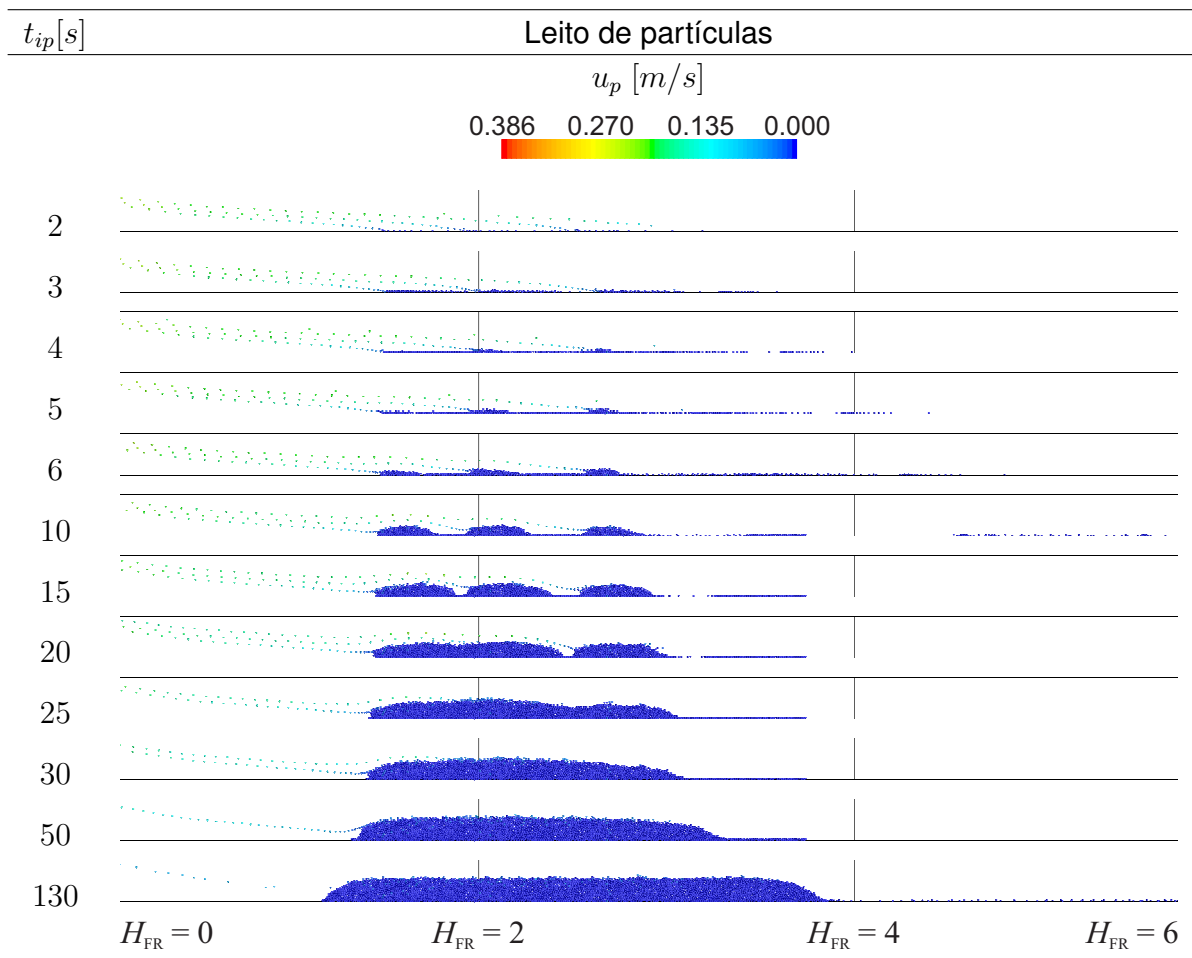


Figura 6.6 – Visualização do preenchimento da fratura ao longo do tempo.  $Re = 500$ ;  $\rho_{p/\beta} = 2,50$ ;  $Q_{fuga} = 10\%$ ;  $D_p = 0,5\text{ mm}$



A deposição inicial é o processo de entrada de partículas na fratura que, por ação da gravidade, se depositam na parede inferior da fratura. O escoamento de fluido tende a deslocar as partículas em sua direção, porém, a deposição contínua de partículas leva a criação de núcleos formadores do pacote. Tais núcleos são aglomerações que impõem resistência suficiente ao escoamento de forma a se manterem fixos na parede da fratura. Uma vez fixados, os núcleos continuam a receber o depósito de partículas, que se unem com o passar do tempo formando o pacote final.

Nos primeiros dois segundos, como observado na Figura 6.6 verifica-se o início da deposição de partículas sobre a parede da fratura. Em  $t_{ip} = 4 \text{ s}$  já é possível notar a formação dos dois primeiros núcleos de partículas, com o terceiro ficando mais evidente em  $t_{ip} = 6 \text{ s}$ . No instante  $t_{ip} = 10 \text{ s}$ , os núcleos formadores já estão bem definidos e continuam crescendo de tamanho até que, em  $t_{ip} = 20 \text{ s}$ , os núcleos começam a se unir. Em  $t_{ip} = 25 \text{ s}$  o pacote de partículas já está bem definido, sendo impossível distinguir os núcleos formadores. As partículas continuam a se depositar sobre o leito até  $t_{ip} = 130 \text{ s}$ , na iminência da parada de entrada de partículas na fratura.

Outro fator que pode ser observado durante a entrada de partículas na fratura é a quantidade de linhas de injeção que, efetivamente, contribuem para o preenchimento. Ainda na Figura 6.6 é possível notar a entrada de quatro linhas de injeção, em  $t_{ip} = 2 \text{ s}$ . Enquanto as partículas se depositam na parede da fratura, a resistência hidráulica imposta pelo leito faz com que exista uma redução na vazão de fuga, restabelecendo gradativamente o escoamento no canal. Isso implica em reduzir a entrada de partículas na fratura, que passa de quatro linhas para três ( $t_{ip} = 6 \text{ s}$ ), duas ( $t_{ip} = 25 \text{ s}$ ) e uma ( $t_{ip} = 50 \text{ s}$ ).

No momento em que as partículas deixam de entrar na fratura, existe a parada do processo de injeção. A redução na vazão de fuga pode ser total ou parcial.

O comportamento da vazão de fuga, mostrada na Figura 6.7(a), inicia-se com aumento inicial da vazão, chamado de *overshoot*. Tal fenômeno é causado pela passagem de partículas pela região de entrada da fratura que não contribuem efetivamente com o preenchimento. Nas seções que seguem esse fenômeno será abordado em detalhe.

O preenchimento da fratura segue ao longo do tempo até que exista uma estabilização de  $Q_{fuga}$ , como identificado na Figura 6.7(a). Após a região de estabilização, as partículas continuam entrando na fratura, porém elas não influenciam significativamente a vazão de fuga a partir deste ponto. Dessa forma, o tempo de preenchimento sempre será indicado a partir da região de estabilização. Para a simulação em questão, o tempo de preenchimento é  $t_{est} = 84 \text{ s}$ , aproximadamente.

Na Figura 6.7(b) é mostrada a pressão dimensional ao longo do tempo. É possível identificar que existe um acréscimo de pressão gerado pela injeção de partículas no canal. Tal acréscimo relaciona-se com as propriedades de injeção e do escoamento. A dependência da pressão em relação à esses parâmetros será abordada em detalhes nas seções que seguem.

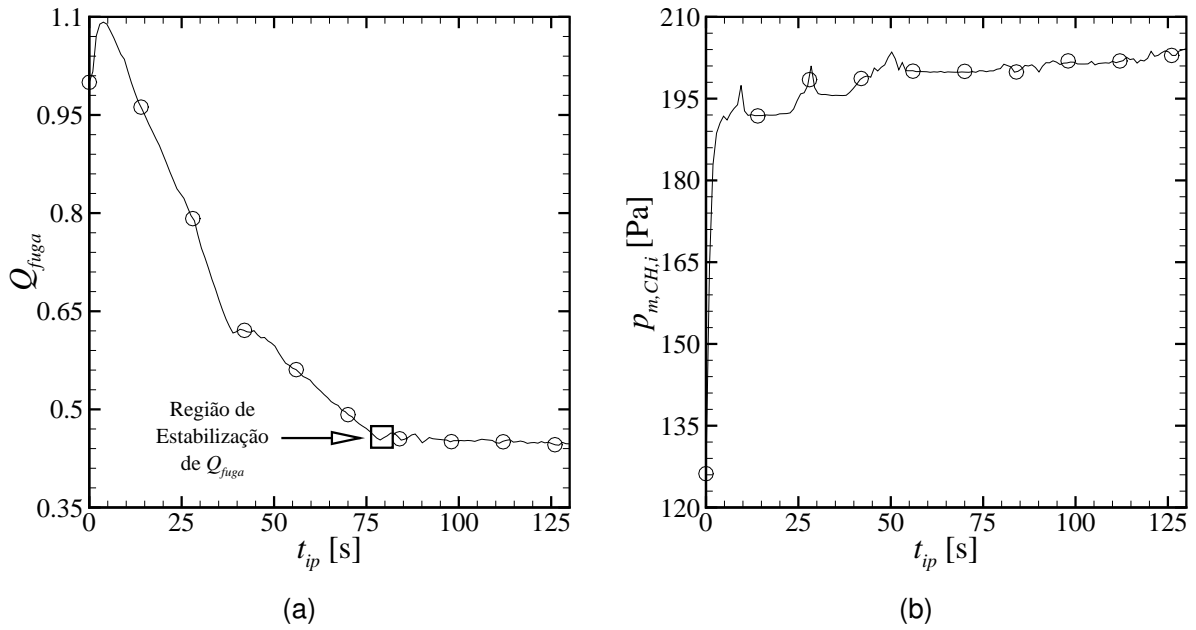


Figura 6.7 – Monitoramento de (a)  $Q_{fuga}$  e (b)  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo em função do comprimento de fratura

Analisando ainda a Figura 6.7(b), verifica-se a presença de picos de pressão ao longo do preenchimento. Tais picos estão associados ao acúmulo de partículas na região de entrada da fratura, sempre que uma linha de injeção deixa de contribuir para o preenchimento, tomando a direção do canal. Esse feito será melhor explicado na subseção 6.4.2.

As adimensionalizações apresentadas nas equações 6.2 e 6.3 são mostradas na Figura 6.8.

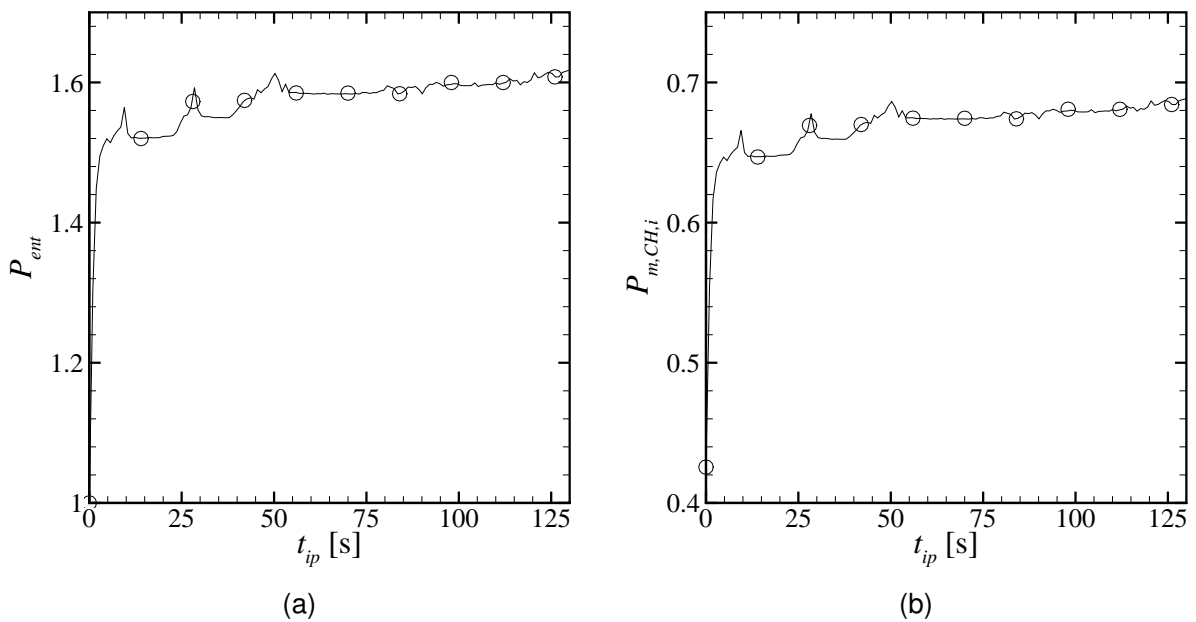


Figura 6.8 – Adimensionalização de  $p_{m,CH,i}$  em relação à (a)  $p_{\beta,CH,i}$  e (b)  $\Delta p_{fuga}$  em função do comprimento de fratura

A magnitude do aumento da pressão em função da injeção das partículas pode ser melhor entendida através da Figura 6.8(a), que indica o aumento de pouco mais de 1,6 vez a pressão inicial do fenômeno de invasão. Por sua vez, a adimensionalização realizada em relação ao gradiente de pressão gerado pela saída do canal e a fratura, mostrada na Figura 6.8(b), corrobora o aumento de pressão verificado. A adimensionalização em relação à  $\Delta p_{fuga}$  possui um melhor significado quando existem variações na geometria do problema (subseção 6.4.1) ou alterações no escoamento de fluido para o fenômeno de invasão (subseção 6.4.2 e subseção 6.4.6).

O comportamento do leito sob diferentes configurações de escoamento, propriedades da partícula e parâmetros de injeção é estudado na seção seguinte

## 6.4 Influência dos parâmetros característicos

O preenchimento da fratura pode ser influenciado por vários fatores como características geométricas da fratura e das partículas, propriedades do fluido, e condições de injeção. Nesta seção, primeiramente são apresentadas investigações referentes ao comprimento da fratura -  $h_{FR}$ .

Sendo este trabalho um estudo paramétrico, os parâmetros gerais utilizados aqui seguem aqueles recomendados por De Lai (2013), e estão resumidos na Tabela 6.3. O estudo de influência de malha na região da fratura encontra-se no Apêndice D.

Tabela 6.3 – Parâmetros gerais a serem utilizados para as avaliações da influência dos parâmetros característicos

Parâmetro	Representação e Unidade	Valor
Passo de tempo do fluido	$\Delta t_{\beta}$ [s]	$2 \cdot 10^{-2}$
Passo de tempo da partícula	$\Delta t_p$ [s]	$2 \cdot 10^{-4}$
Coefficiente de restituição	$\eta$ [–]	0,9
Constante de rigidez	$k$ [N/m]	2
Comprimento de saída do canal	$l_{sup}$ [m]	0,225
Largura do canal	$h_{CH}$ [m]	0,045
Espessura da fratura	$e_{FR}$ [m]	0,010

A geometria do canal é definida através da configuração de um poço real para uma determinada etapa do processo de perfuração, assim como descrito em Souza *et al.* (2009). O poço aqui utilizado apresenta diâmetro externo de 8,5" e diâmetro interno de 5".

### 6.4.1 Comprimento da fratura - $h_{FR}$

Um dos objetivos deste trabalho é observar o preenchimento da fratura sem que as partículas injetadas atinjam o final da mesma, conforme mencionado na seção 1.3. Para

tanto, foram realizados testes que permitiram observar o padrão de preenchimento para comprimentos de fratura variando de 180 à 720 *mm*.

A variação dos comprimentos foi estabelecida a partir do trabalho de De Lai (2013), que fez o estudo de uma fratura curta (com 90 *mm*). Na fratura em questão, o empacotamento de partículas se dava na parede final da fratura, não sendo possível observar a formação de um leito livre de partículas. O teste aqui apresentado visa identificar uma configuração de fratura que permita observar um leito partículas livre da influência geométrica da fratura. A Tabela 6.4 apresenta os parâmetros envolvidos na simulação.

Tabela 6.4 – Parâmetros de simulação para a avaliação do comprimento da fratura

$h_{FR}$ [mm]	$D_p$ [mm]	$\rho_\beta$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\rho_{p/\beta}$	$Re$	$\mu_\beta$ [Pa · s]
180	0,5	1187,6	2,00	250	$27,973 \cdot 10^{-3}$
360					
540					
720					

A Figura 6.9 mostra o resultado do empacotamento em função de  $h_{FR}$ . Considerando apenas o aspecto qualitativo/visual do preenchimento, espera-se um pacote de partículas que possua regularidade (como a semelhança entre o início e o final do leito), com a finalidade de promover um preenchimento mais completo da fratura. Como pode ser observado, o comprimento da fratura possui influência sobre a forma do leito de partículas. Posição ao longo da fratura é adimensionalizada pela largura do canal de forma que  $H_{FR} = h_{FR}/h_{CH}$ .

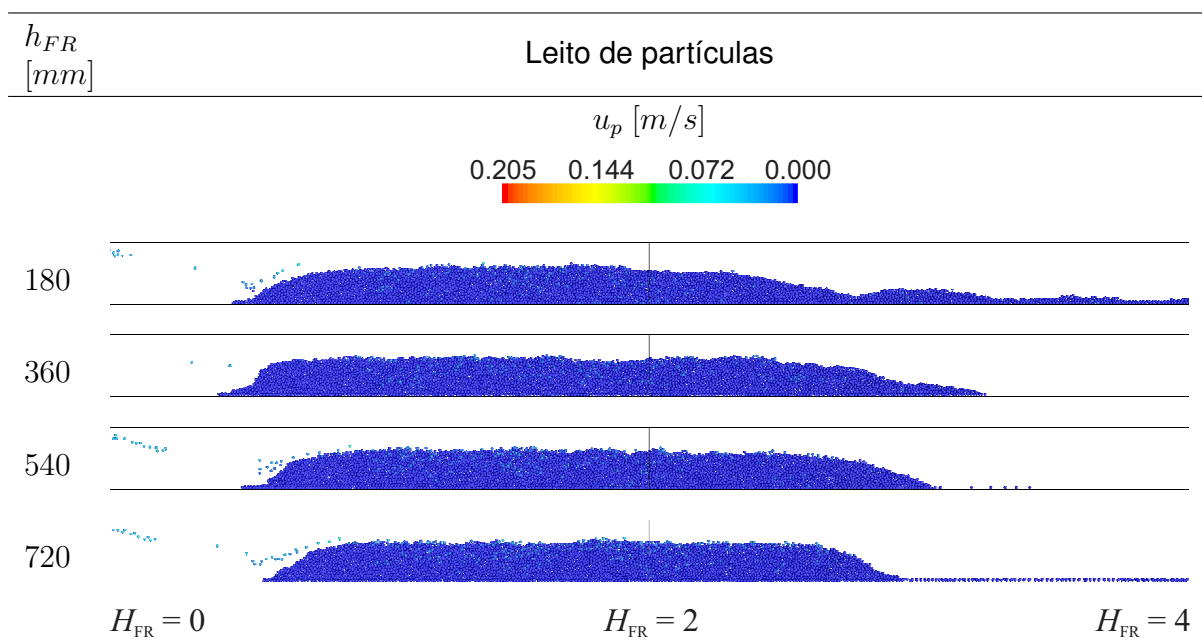


Figura 6.9 – Forma do leito de partículas em relação ao comprimento da fratura.  $Re = 250$ ;  $\rho_{p/\beta} = 2,25$ ;  $D_p = 0,5$  *mm*

É possível observar, na Figura 6.9, que o preenchimento da fratura se apresenta de

diferentes formas para cada configuração estudada. Para uma fratura relativamente curta, aqui considerada com  $h_{FR}$  entre 180 e 360  $mm$ , verifica-se um pacote de partículas com um formato não definido, apresentando um alongamento no final do leito de partículas.

Os leitos de partículas mostrados na Figura 6.9 para as configurações de  $h_{FR} = 540$  e 720  $mm$  se apresentam bem definidos, com uma geometria aproximadamente trapezoidal e sem o rastro final de partículas observadas nos preenchimentos anteriores. Os aspectos geométricos do empacotamento são mostrados na Tabela 6.5 e incluem o percentual de preenchimento da fratura ( $e_{\%,FR}$ ), posição de início ( $h_{pct,i}$ ) e comprimento do leito ( $h_{pct}$ ).

Tabela 6.5 – Configuração geométrica do leito de partículas em função do comprimento da fratura

$h_{FR}$ [mm]	$h_{pct,i}$ [mm]	$h_{pct}$ [mm]	$e_{\%,FR}$ [%]	$t_{est}$ [s]
180	0,024	0,143	59	45
360	0,025	0,143	61	45
540	0,023	0,112	62	55
720	0,024	0,109	62	57

Apenas o aspecto visual não é suficiente para atestar a independência do comprimento da fratura. Para tanto, a vazão de fuga,  $Q_{fuga}$  e a pressão de entrada no canal,  $p_{m,CH,i}$ , foram monitoradas durante o processo de preenchimento da fratura e são apresentadas na Figura 6.10.

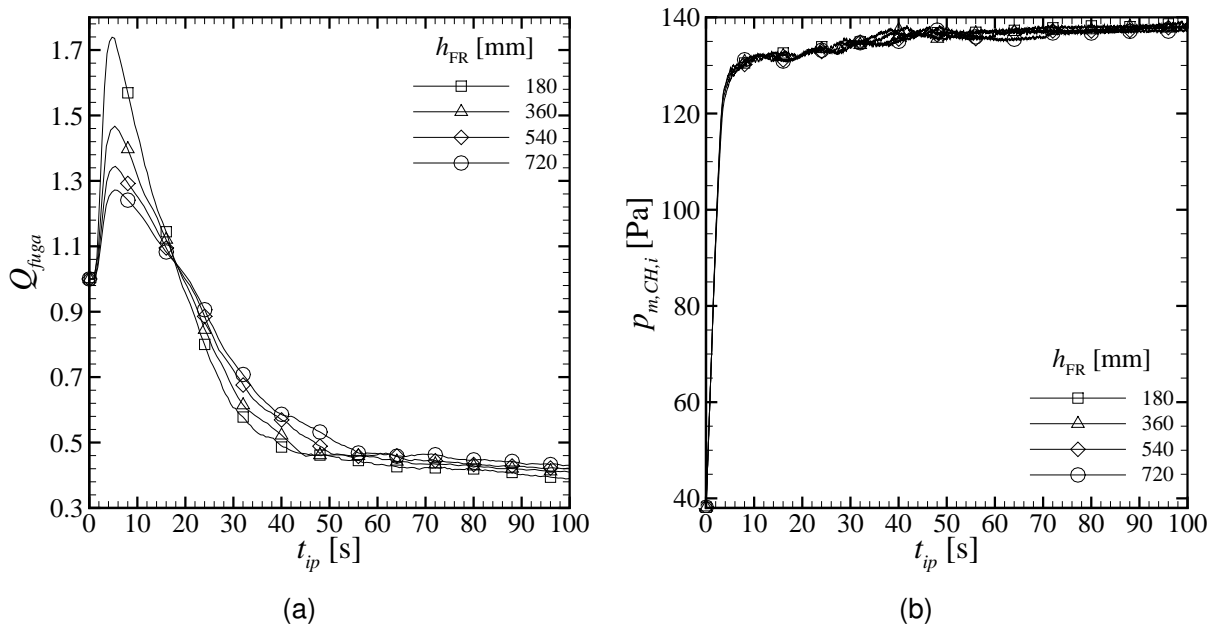


Figura 6.10 – Monitoramento de (a)  $Q_{fuga}$  e (b)  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo em função do comprimento de fratura

Em todos os casos apresentados existe um aumento inicial da vazão de fuga, *overshoot*. Tal fenômeno é criado pela passagem de partículas através região de entrada da fratura, no

início da injeção, que não colaboram para o processo de preenchimento. Essas partículas causam um acréscimo de pressão e agem no sentido de expulsar o fluido através da fratura.

A perda de carga inicial gerada ao longo da fratura se relaciona diretamente com seu comprimento. Dessa forma, fraturas curtas possuem perda de carga menor que fraturas longas. Sendo assim, a diminuição do *overshoot* com o aumento do comprimento da fratura pode ser explicada através da comparação entre a perda de carga da fratura e a pressão gerada pelas partículas que não contribuem para o preenchimento no início da injeção. Como a injeção é exatamente a mesma, a pressão de partículas permanece constante, mas a perda de carga na fratura aumenta. Isso faz com que fraturas longas sejam menos suscetíveis às partículas iniciais, reduzindo, portanto, o *overshoot*.

Verifica-se na Figura 6.10(a) que o comprimento da fratura possui influência direta na velocidade de preenchimento da mesma, embora o valor final de  $Q_{fuga}$  seja, aproximadamente, idêntico para as configurações estudadas. A tendência percebida é a diminuição da velocidade de estabilização da vazão de fuga com o aumento do comprimento da fratura. Associa-se esse comportamento à perda de carga necessária para provocar a redução no fluxo de saída da fratura em cada configuração.

Na Figura 6.10(b) é possível observar que alterações no comprimento da fratura não influenciam significativamente a pressão de entrada do canal. Isso acontece porque a quantidade de partículas injetadas no canal é a mesma para as quatro configurações. Assim, a adimensionalização em relação à pressão de entrada no canal também não apresenta variação conforme pode ser visto na Figura 6.11(a).

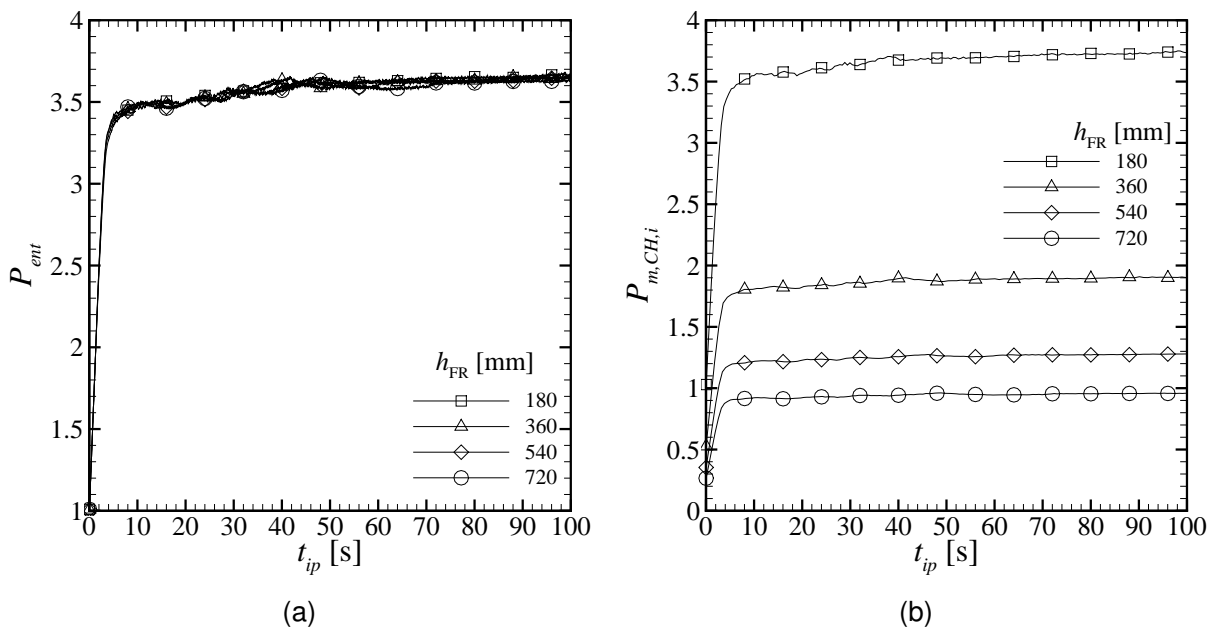


Figura 6.11 – Adimensionalização de  $p_{m,CH,i}$  em relação à (a)  $p_{\beta,CH,i}$  e (b)  $\Delta p_{fuga}$  em função do comprimento de fratura

Por outro lado, uma adimensionalização em relação à queda de pressão entre a saída da fratura e a saída do canal, mostrada na Figura 6.11(b), mostra a influência do comprimento

da fratura sobre a pressão de entrada no canal.

Sendo o comprimento à jusante da fratura,  $l_{DW}$  fixo em todos os casos, a perda de carga gerada naquele comprimento se mantém constante. Porém, fraturas com pequenos comprimentos apresentam uma perda de carga menor quando comparadas às fraturas de maior comprimento. Dessa forma o valor de  $\Delta p_{fuga}$ , mostrado na Equação (6.3), aumenta com o acréscimo no comprimento da fratura, fazendo com que a  $P_{m,CH,i}$  venha a diminuir.

Como pode ser observado, a partir dos parâmetros descritos, existe pouca variação no formato do pacote de partículas para as configurações de 540 e 720 mm, indicando uma estabilização do leito formado quanto ao comprimento da fratura. O *overshoot* reduzido em combinação com um  $\Delta p$  maior para a fratura de 720 mm representam de melhor maneira uma fratura real. Além disso, a vazão de fuga mostra pouca alteração e a pressão na entrada do canal não sofre variação em relação à injeção de partículas.

Por esse motivos, a fratura de  $h_{FR} = 720$  mm é a que mais se assemelha a uma fratura de comprimento infinito. Essa configuração de fratura será utilizada no decorrer deste trabalho e apresenta comprimento suficiente para a faixa de parâmetros variados nas próximas seções.

A influência da velocidade do escoamento, caracterizada pelo número de Reynolds será abordada na próxima seção.

#### 6.4.2 Número de Reynolds - $Re$

A influência do número de Reynolds do escoamento ( $Re$ ), cuja variação é realizada em relação à velocidade de entrada do fluido no canal fraturado, é analisada no decorrer dessa seção. Espera-se que a mudança de velocidade do fluido tenha um efeito significativo na formação do leito, uma vez que a capacidade do escoamento de realizar o transporte de partículas também se altera. O conjunto de parâmetros utilizados nesta seção estão descritos na Tabela 6.6.

Tabela 6.6 – Parâmetros de simulação para avaliação da influência do número de Reynolds

$Re$	$u_{\beta,CH,i}$ [m/s]	$\rho_{\beta}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\mu_{\beta}$ [Pa · s]	$D_p$ [mm]	$\rho_{p/\beta}$
250	0,13086				
500	0,26171	1187,6	$27,973 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	2,25
750	0,39257				

O comprimento à montante da fratura,  $h_{UP}$ , foi fixado em todas as simulações com a finalidade de eliminar a influência deste parâmetro sobre o empacotamento de partículas. Além disso, os demais parâmetros de simulação como passos de tempo do fluido e da partícula, coeficiente de restituição e constante de rigidez já foram definidos na Tabela 6.3. A forma final do empacotamento para cada configuração descrita são mostradas na Figura 6.12.

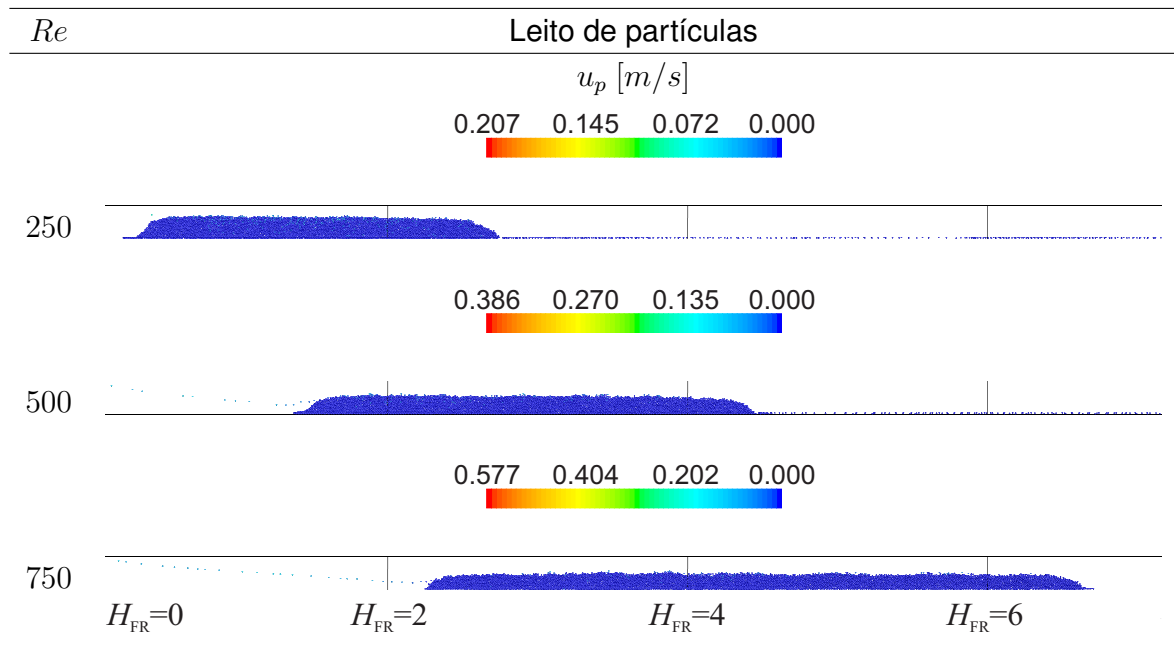


Figura 6.12 – Forma e posição do leito de partículas em razão do número de Reynolds do escoamento.  $\rho_{p/\beta} = 2,25$ ;  $D_p = 0,5 \text{ mm}$

Na Figura 6.12, é possível observar o início do empacotamento muito próximo da entrada da fratura quando o número de Reynolds é relativamente baixo ( $Re = 250$ ). Isso acontece porque o escoamento não possui velocidade suficiente para fazer com que as partículas sejam transportadas para mais distante da entrada da fratura.

Com o aumento do número de Reynolds, o leito passa a se formar mais distante da entrada da fratura, já que a resistência imposta pelas partículas ao escoamento é a mesma nas três situações estudadas. A posição de início do leito de partículas  $h_{pct,i}$ , o comprimento do leito  $h_{pct}$  e o percentual de preenchimento da fratura  $e_{\%,FR}$  são mostrados na Tabela 6.7.  $e_{\%,FR}$  é obtido através da razão entre altura do leito  $h_{leito}$  e a espessura da fratura  $e_{FR}$ .

Tabela 6.7 – Configuração geométrica do leito de partículas em função do número de Reynolds do escoamento

$Re$	$h_{pct,i} [mm]$	$h_{pct} [mm]$	$e_{\%,FR} [\%]$	$t_{est} [s]$
250	0,015	0,108	64	76
500	0,064	0,135	54	90
750	0,102	0,196	45	136

Como mostrado na Tabela 6.7, o comprimento do leito de partículas também é influenciado pelo número de Reynolds do escoamento. Novamente, tal comportamento pode ser explicado através da capacidade de transporte do escoamento, já que a quantidade de linhas de injeção (discutidas na seção 6.3) não se altera. Com um número de Reynolds elevado, as partículas são transportadas para mais distante da entrada da fratura causando um alongamento do leito. Tal alongamento possui influencia também no preenchimento



vertical da fratura ( $e_{FR}$ ) fazendo com que leitões maiores apresentem uma capacidade de preenchimento menor.

Na Figura 6.13 a vazão de fuga e a pressão na entrada do canal em função do número de Reynolds do escoamento ao longo do tempo são apresentados.

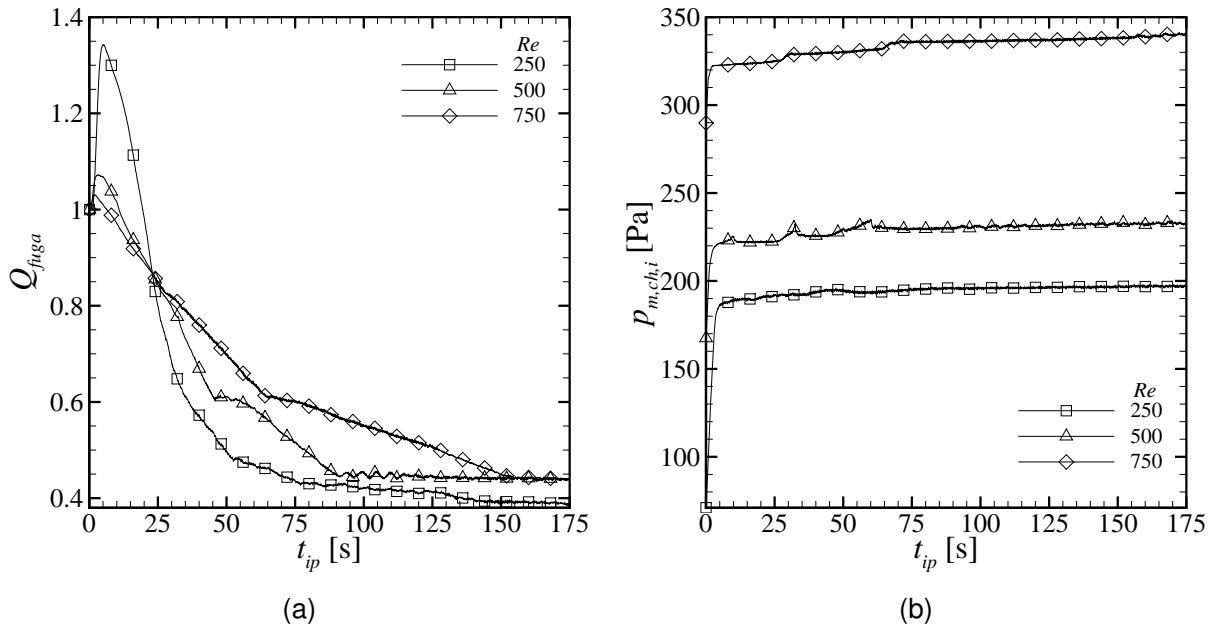


Figura 6.13 – Monitoramento de (a)  $Q_{fuga}$  e (b)  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo em função do número de Reynolds do escoamento

Para baixos números de Reynolds, existe um *overshoot* (caracterizado pelo aumento inicial da vazão de fuga) mais acentuado quando comparado a números de Reynolds elevados. Por outro lado, a velocidade de preenchimento do canal é maior para  $Re = 250$  e diminui com o aumento deste parâmetro, como pode ser visto na Figura 6.13(a).

Tal efeito pode ser explicado pela velocidade do fluido em cada configuração, já que nesta seção o número de Reynolds foi alterado através da variação da velocidade de entrada do fluido no canal fraturado. Aumentar a velocidade implica em aumentar a capacidade de transporte de partículas e fazendo com que o processo de deposição seja dificultado.

O *overshoot* acentuado também reflete a influência do número de Reynolds uma vez que, para baixos  $Re$  como é o caso de  $Re = 250$ , verifica-se a ocorrência de um acúmulo vertical de partículas no canal que agem no sentido de forçar o fluido pela saída da fratura. Embora a diferença no *overshoot* seja evidente, a velocidade de preenchimento da fratura é mais acelerada para  $Re = 250$ .

Com relação à Figura 6.13(b), o aumento da pressão observado na entrada do canal em relação ao aumento do número de Reynolds demonstra a característica de acúmulo vertical de partículas no canal. Naturalmente, aumentar o número de Reynolds implica em aumentar as pressões envolvidas no escoamento, como pode ser notado através da pressão no instante  $t_{ip} = 0$ . Na Figura 6.14(a) é possível observar tal aumento sob a perspectiva do problema de invasão.

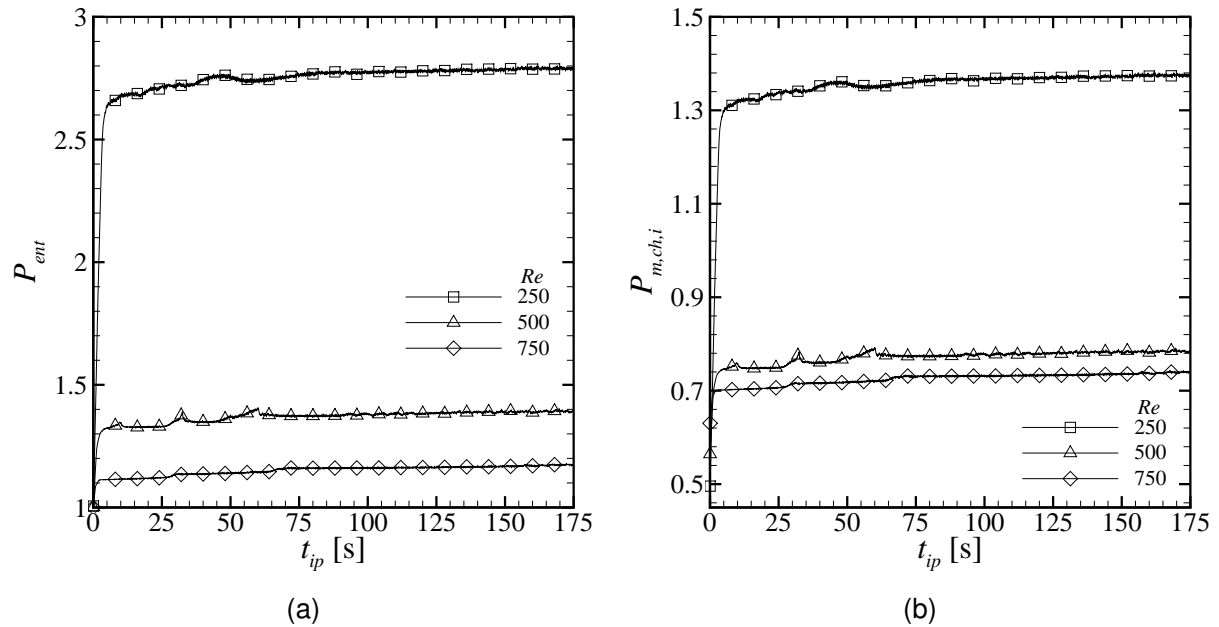


Figura 6.14 – Adimensionalização de  $p_{m,CH,i}$  em relação à (a)  $p_{\beta,CH,i}$  e (b)  $\Delta p_{fuga}$  em função do número de Reynolds do escoamento

A magnitude do aumento da pressão devido à injeção de partículas pode ser melhor entendida através da Figura 6.14(a). No gráfico em questão, a pressão na entrada do canal ao longo do tempo (mostrada na Figura 6.13(b)) é adimensionalizada em relação à pressão do problema da invasão, assim como descrito na Equação (6.2). Como pode ser observado, para um número de Reynolds baixo, i.e., escoamento com menor velocidade, existe o acúmulo de partículas que promove um aumento de pressão de quase três vezes a inicial. Tal aumento de pressão existe, mas tem magnitude inferior para os demais casos estudados nessa seção.

Numa adimensionalização em relação ao gradiente de pressão gerado entre a fratura e a saída do canal, mostrada na Figura 6.14(b), é possível verificar a influencia da perda de carga na fratura em cada configuração estudada. Uma análise do gráfico apresentado sugere que a influência das partículas sobre a pressão de entrada é menor para número de Reynolds maiores.

Para os gráficos dos monitores de pressão de  $Re = 500$  e  $Re = 750$ , observam-se picos de pressão que não estão presentes quando  $Re = 250$ . Retoma-se aqui, o processo de preenchimento da fratura, descrito na seção 6.3: as linhas de injeção de partículas vão deixando de entrar na fratura devido ao aumento da perda de carga gerada pela deposição das partículas na própria fratura. Quando isso acontece, as linhas de partículas tomam a direção do canal como direção preferencial de escoamento. Esse processo acontece de forma gradativa, fazendo com que as partículas se acumulem na entrada da fratura antes de serem transportadas, efetivamente, no canal.

A análise desses picos de pressão pode ser melhor entendida através da Figura 6.15 (relativa ao movimento das partículas) e da Figura 6.16 (relativa ao movimento do fluido).

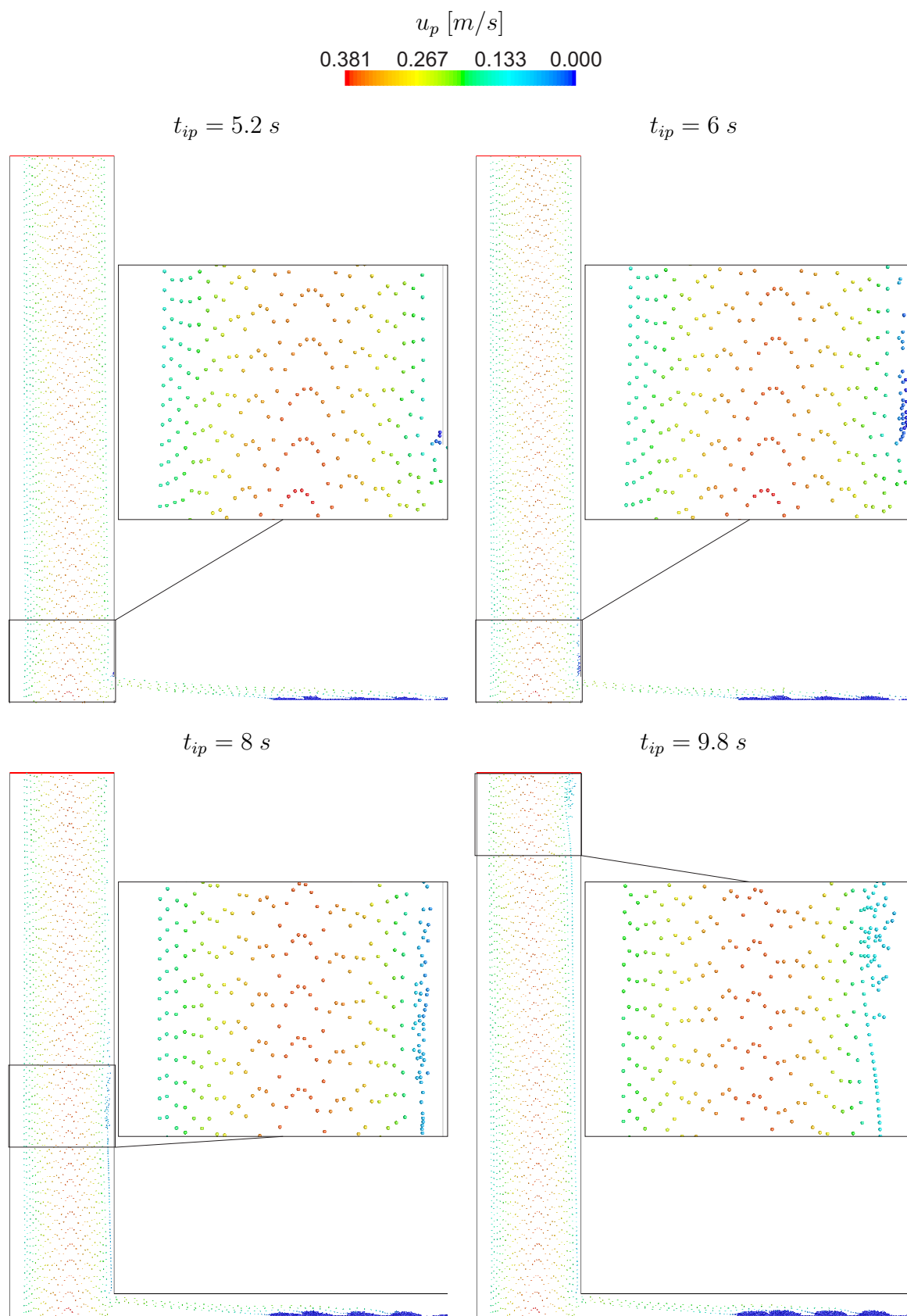


Figura 6.15 – Acúmulo de partículas na região de entrada da fratura ( $t = 5.2 \text{ s}$ ) e posterior movimentação do aglomerado ao longo do tempo para  $Re = 500$

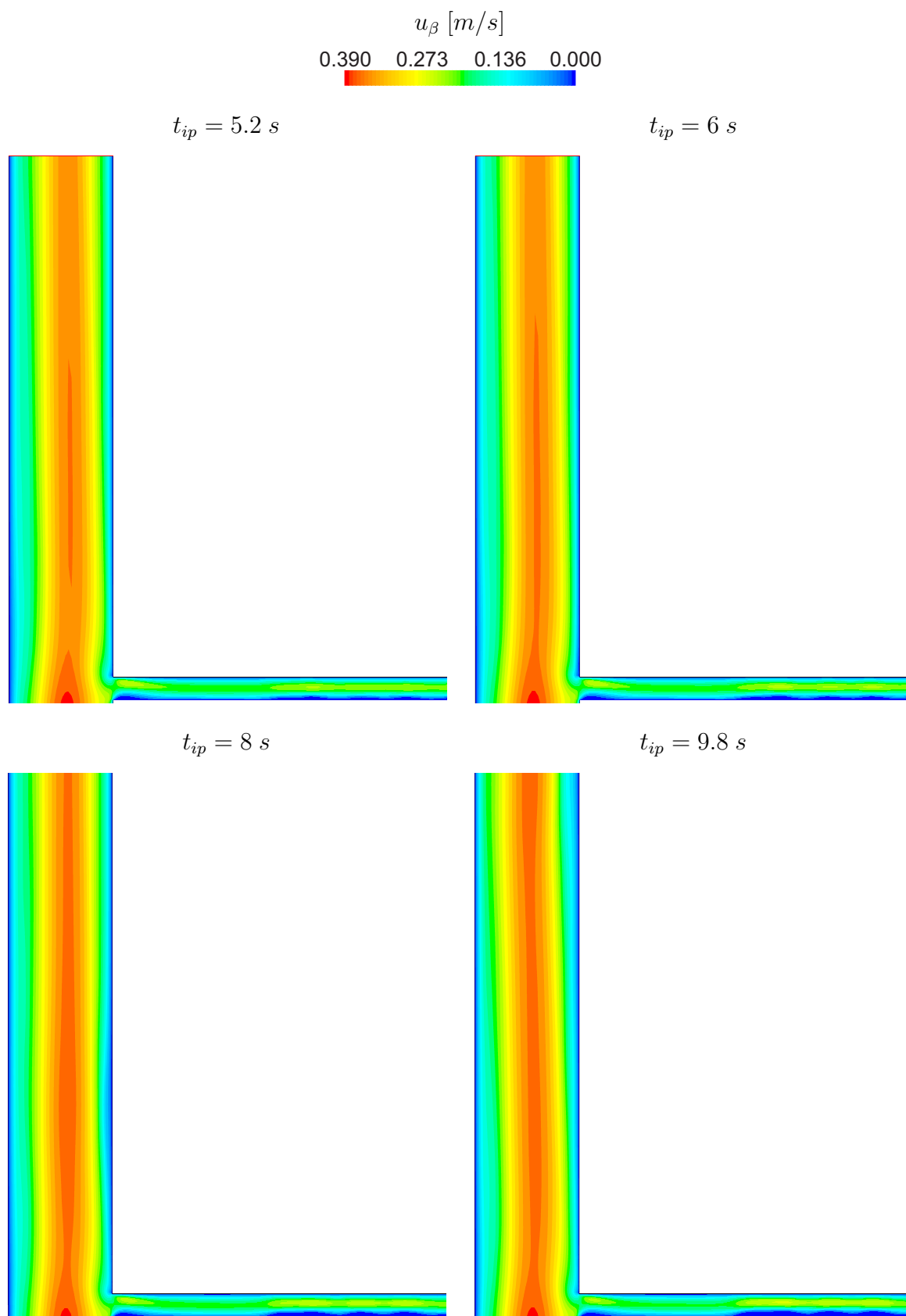


Figura 6.16 – Influência do aglomerado de partículas sobre o campo de velocidades do fluido ao longo do tempo para  $Re = 500$

A Figura 6.15 mostra o movimento das partículas e a formação do aglomerado na região de entrada da fratura para quatro instantes de tempo. Por sua vez, a Figura 6.16 mostra o campo de velocidades do fluido, sendo afetado pelo movimento das partículas, para os mesmos instantes de tempo.

O aglomerado de partículas formado na entrada da fratura, visto na Figura 6.15, possui capacidade de aumentar a pressão na entrada do canal. Para velocidades de escoamento baixas, caso em que  $Re = 250$ , não existe aglomeração, de modo que as partículas deixam de entrar na fratura através de um movimento semelhante ao movimento oscilatório. A aglomeração acontece para velocidades maiores, caso de  $Re = 500$  e  $Re = 750$ . Não obstante, devido à capacidade de transporte de partículas pelo escoamento, para a condição de  $Re = 750$  o pico gerado é suavizado. Quando  $Re = 500$ , a intensidade do pico é maior devido à combinação de dois fatores: capacidade reduzida de transporte de partículas, quando comparado à  $Re = 750$  e; menor concentração de partículas na região à jusante da fratura, quando comparado à  $Re = 250$ . A junção destes dois fatores possui um efeito adverso sobre a entrada e saída de partículas na fratura.

Nas seções que seguem, serão apresentados os resultados referentes à variação desses três parâmetros, a começar pelo número de partículas injetadas,  $N_{p,inj}$ .

#### 6.4.3 Número de partículas - $N_{p,inj}$

Como explicado na subseção 3.3.2 e seção 6.3, o processo de injeção se dá através de uma superfície de injeção de comprimento  $h_{s,IP}$ . O número de partículas que podem ser injetadas simultaneamente tem a capacidade de alterar a concentração de partículas no canal fraturado e, como apresentado na Equação (3.3), é limitado pela soma dos diâmetros das partículas, que não pode ultrapassar o comprimento da superfície de injeção.

Nesta seção, são apresentados os testes realizados para observar o comportamento do preenchimento quando da variação do número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido,  $N_{p,inj}$ . Para a realização dos testes, a configuração padrão é utilizada (Tabela 6.3) e  $N_{p,inj}$  foi variado de 20 até 50 partículas por passo de tempo do fluido. A Tabela 6.8 mostra os parâmetros utilizados em cada uma das simulações.

Tabela 6.8 – Parâmetros de simulação para avaliação da influência do número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido

$N_{p,inj}$	$D_p$ [mm]	$\rho_\beta$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\rho_{p/\beta}$	$Re$	$\dot{m}_{p,IP}$ [kg/s]
20					$1,9432 \cdot 10^{-4}$
30	0,5	1187,6	2,50	500	$2,9148 \cdot 10^{-4}$
40					$3,8864 \cdot 10^{-4}$
50					$4,8580 \cdot 10^{-4}$

Os resultados referentes à formação do pacote são mostrados na Figura 6.17. Qualitativamente, existe uma pequena diferença entre os pacotes apresentados no que se refere ao

comprimento do leito de partículas. Também, para o posicionamento inicial do leito não se observa uma diferenciação significativa.

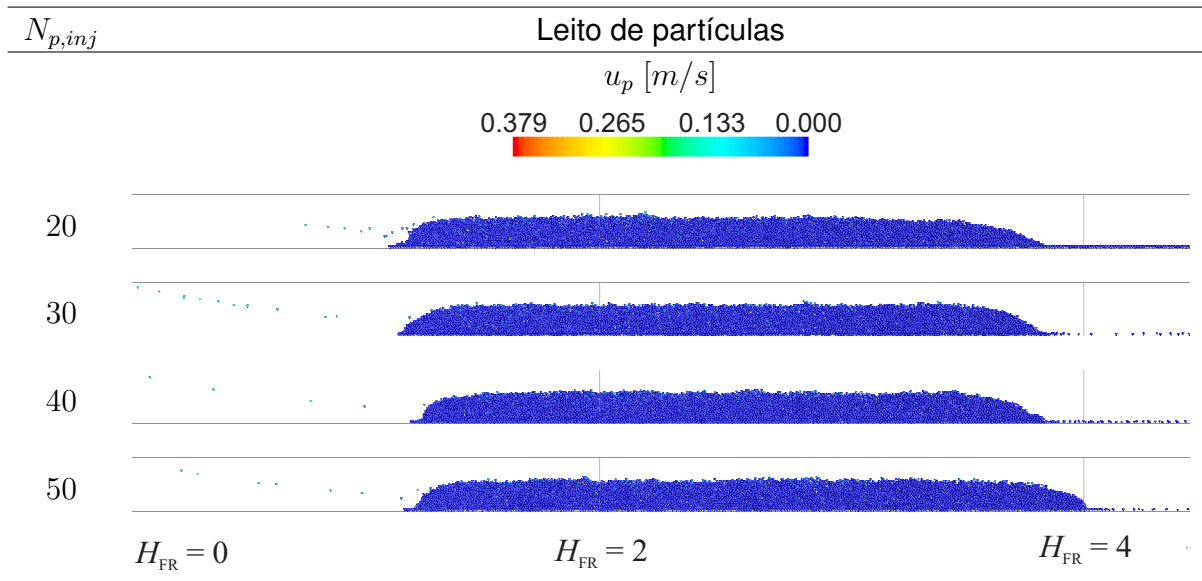


Figura 6.17 – Forma do leito de partículas em relação à quantidade de partículas injetadas por passo de tempo do fluido.  $Re = 500$ ;  $\rho_\beta = 1187,6 \text{ kg/m}^3$ ;  $\rho_{p/\beta} = 2,50$

Em relação aos parâmetros geométricos do pacote, apresentados na Tabela 6.9, é possível constatar que existe um leve alongamento do comprimento do leito para um maior número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido. O posicionamento inicial do leito permanece quase inalterado porque a inércia das partículas se mantém a mesma, já que a única alteração foi a quantidade de partículas injetadas. Não existe, porém, alteração na altura final do leito indicando que  $N_{p,inj}$  não contribui significativamente para a redução da vazão de fuga.

Tabela 6.9 – Configuração geométrica do leito de partículas em função da quantidade de partículas injetadas por passo de tempo do fluido

$N_{p,inj}$	$h_{pct,i} [mm]$	$h_{pct} [mm]$	$e_{\%,FR} [\%]$	$t_{est} [s]$
20	54	117	57	95
30	54	122	57	77
40	57	115	57	62
50	56	124	57	57

O monitoramento de pressão na entrada do canal ( $p_{m,CH,i}$ ) e vazão de fuga ( $Q_{fuga}$ ) ao longo do tempo são apresentados, para cada configuração, na Figura 6.18. Nela é possível verificar que existe uma redução no tempo de estabilização da vazão de fuga ( $t_{est}$ ), cuja região foi analisada na seção 6.3. Para os casos em questão, os tempos de estabilização são, aproximadamente,  $t_{est} = 57 \text{ s}$  para  $N_{p,inj} = 50$ ,  $t_{est} = 62 \text{ s}$  para  $N_{p,inj} = 40$ ,  $t_{est} = 72 \text{ s}$  para  $N_{p,inj} = 30$  e  $t_{est} = 93 \text{ s}$  para  $N_{p,inj} = 20$ .

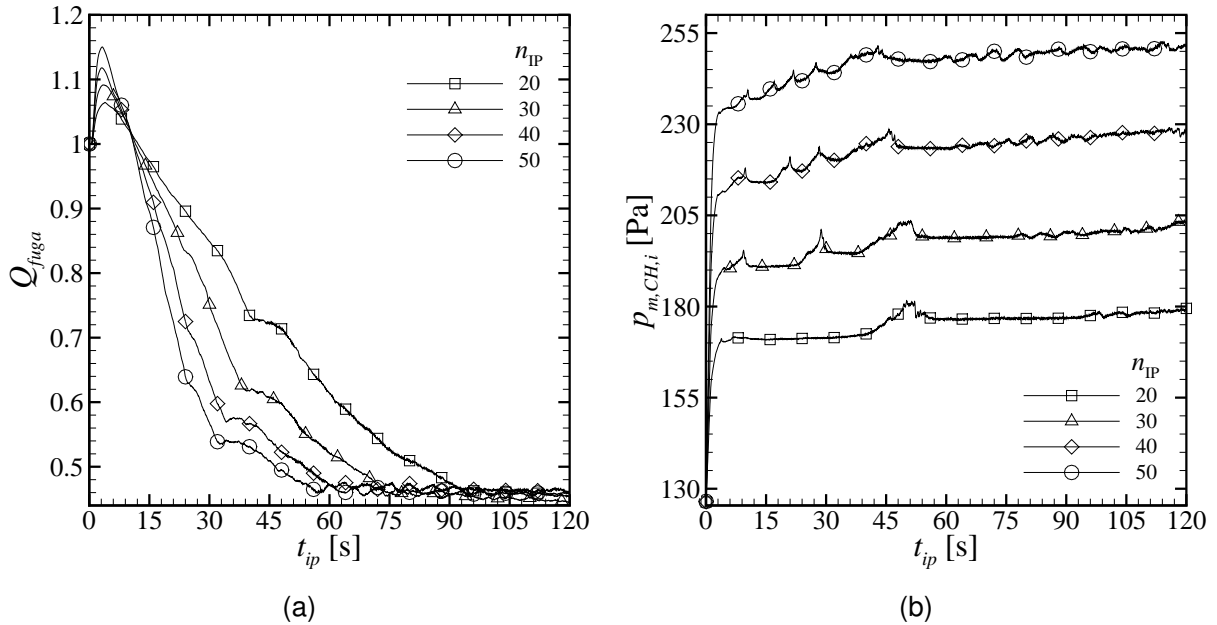


Figura 6.18 – Monitoramento de (a)  $Q_{fuga}$  e (b)  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo em função do número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido

Novamente, o efeito do *overshoot* é verificado. A justificativa para o efeito, discutida na subseção 6.4.1, é corroborada pelas curvas levantadas nessa seção. Nota-se um aumento do *overshoot* com o aumento de  $N_{p,inj}$ , indicando que o fenômeno se relaciona com a quantidade de partículas na região à jusante da fratura que não colaboram com o preenchimento no início da injeção.

Por sua vez, na Figura 6.18(b), os mesmos picos de pressão já discutidos na subseção 6.4.2 são observados. Dessa vez, existe uma diferença nos picos com as curvas de  $N_{p,inj} = 20, 30, 40$  e  $50$  apresentando dois, três, quatro e cinco picos de pressão, respectivamente. Isso acontece porque as linhas de injeção que contribuem para o preenchimento aumentam com o aumento de  $N_{p,inj}$ , justificando também o aumento da velocidade do preenchimento.

Como já era esperado, adicionar uma quantidade maior de partículas ao escoamento promove uma elevação significativa na pressão de entrada no canal, fato verificado na Figura 6.18(b). Tal comportamento fica ainda mais evidente na Figura 6.19(a), a qual indica um aumento de até duas vezes na pressão de entrada do canal, quando comparado à pressão no fenômeno de invasão.

Por não haver alterações no gradiente de pressão gerado entre a fratura e a saída do canal, a adimensionalização em relação à  $\Delta p_{fuga}$  corrobora o aumento da pressão devido à injeção de partículas.

Além disso, é possível observar no monitoramento das pressões, mostrados nas Figuras 6.18(b), 6.19(a) e 6.19(b), que existe uma elevação linear de pressão devido ao aumento gradual de linhas de injeção. Como as partículas injetadas são idênticas umas as outras, tanto em tamanho como em massa específica, o aumento linear da pressão é justificável.

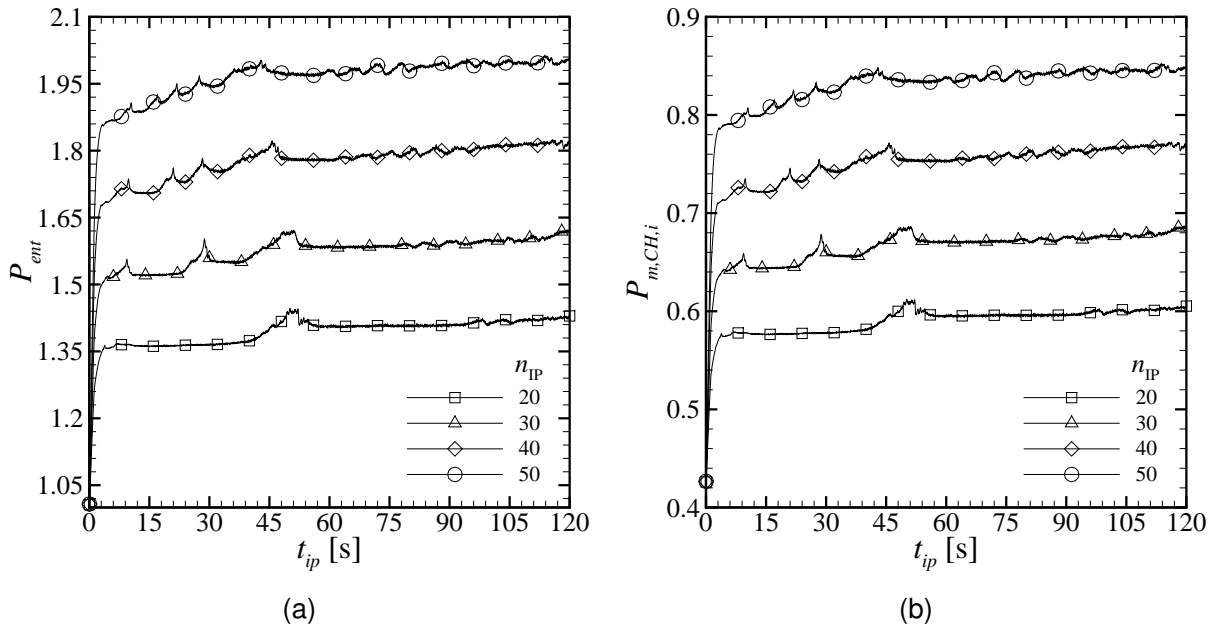


Figura 6.19 – Adimensionalização de  $p_{m,CH,i}$  em relação à (a)  $p_{\beta,CH,i}$  e (b)  $\Delta p_{fuga}$  em função do número de partículas injetadas por passo de tempo do fluido

Na próxima seção são apresentados os resultados referentes à avaliação da razão entre a massa específica da partícula e do fluido.

#### 6.4.4 Razão de massa específica - $\rho_p/\beta$

O material do qual é feito a partícula exercerá influência sobre a posição e a forma do pacote de partículas. Neste trabalho, o material da partícula foi alterado através da razão entre a massa específica do fluido e da partícula em questão. Retoma-se que o fluido utilizado é formado por uma mistura de água e glicerina, obtida por Sanchez e Tibbles (2007). A influência da razão de massa  $\rho_p/\beta$  é analisada através da faixa de parâmetros descritas na Tabela 6.10.

Tabela 6.10 – Parâmetros de simulação para avaliação da influência da razão de massa específica

$\rho_p/\beta$	$\dot{m}_{p,IP} [kg/s]$	$\rho_\beta [kg/m^3]$	$D_p [mm]$	$N_{p,inj}$
1,50	$1,7489 \cdot 10^{-4}$			
1,75	$2,0404 \cdot 10^{-4}$			
2,00	$2,3318 \cdot 10^{-4}$	1187,6	0,5	30
2,25	$2,6233 \cdot 10^{-4}$			
2,50	$2,9148 \cdot 10^{-4}$			

Na Figura 6.20 são mostrados os resultados finais do processo de empacotamento para cada configuração. É possível observar uma significativa diferença em relação ao posicionamento do leito de partículas ao longo da fratura. Outro parâmetro que apresenta



visível alteração é o comprimento do leito de partículas. Ambos os parâmetros são alterados pela modificação da inércia da partícula devido à alteração na razão de massa específica. Vale salientar que a mudança em  $\rho_{p/\beta}$ , com um aumento relativo máximo de 16,67% na massa específica - verificado entre os casos de  $\rho_{p/\beta} = 1,50$  e  $\rho_{p/\beta} = 1,75$  - evidenciando a sensibilidade da formação do leito em relação à razão de massa específica.

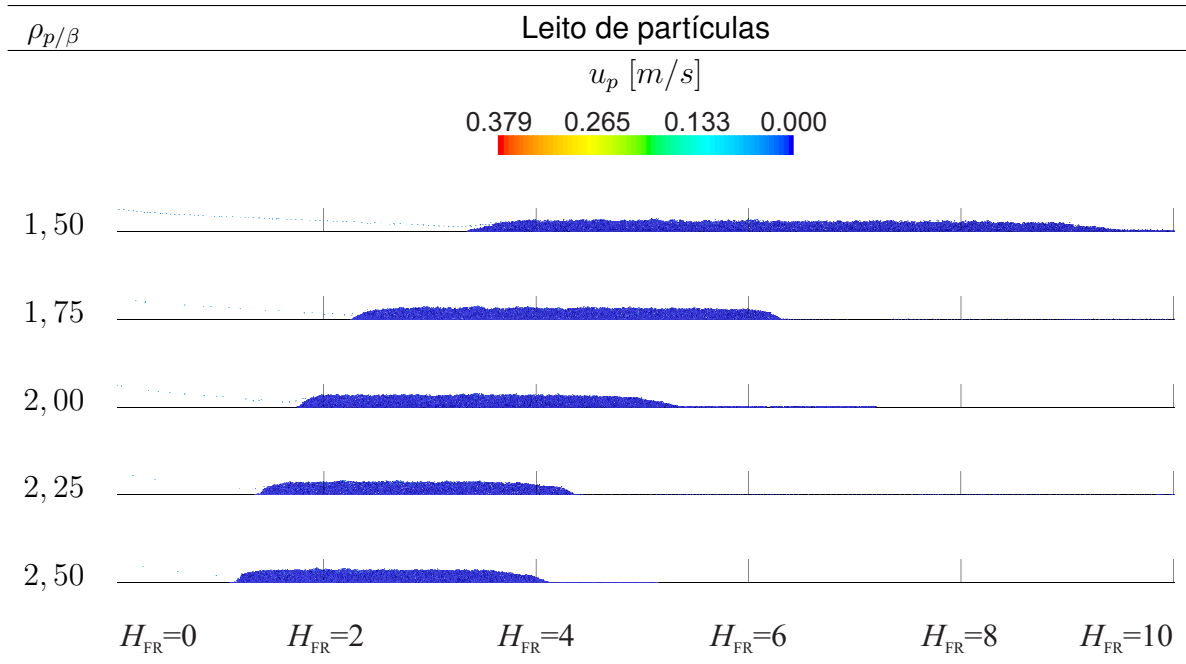


Figura 6.20 – Forma do leito de partículas em relação à razão de massas específicas.

$$Re = 500; D_p = 0,5 [mm]; N_{p,inj} = 30$$

A significativa alteração nos parâmetros geométricos de formação do pacote podem ser mensuradas através da Tabela 6.11. Comparando os casos de  $\rho_{p/\beta} = 2,25$  e  $\rho_{p/\beta} = 2,50$ , pode-se observar um comportamento de estabilização do comprimento do leito de partículas ( $h_{pct}$ ) evidenciado por  $h_{pct}$ .

Tabela 6.11 – Configuração geométrica do leito de partículas em função da razão de massas específicas

$\rho_{p/f}$	$h_{i,pct} [mm]$	$h_{pct} [mm]$	$e_{pct} [\%]$	$t_{est} [s]$
1,50	150	284	43	147
1,75	101	183	50	111
2,00	79	161	52	94
2,25	64	131	55	82
2,50	53	131	57	77

Os históricos de vazão de fuga e pressão de entrada no canal ao longo do tempo são mostrados na Figura 6.21. O acompanhamento da redução de  $Q_{fuga}$  pode ser visto na Figura 6.21(a) Por sua vez, o monitoramento de  $p_{m,CH,i}$  é apresentado na Figura 6.21(b).

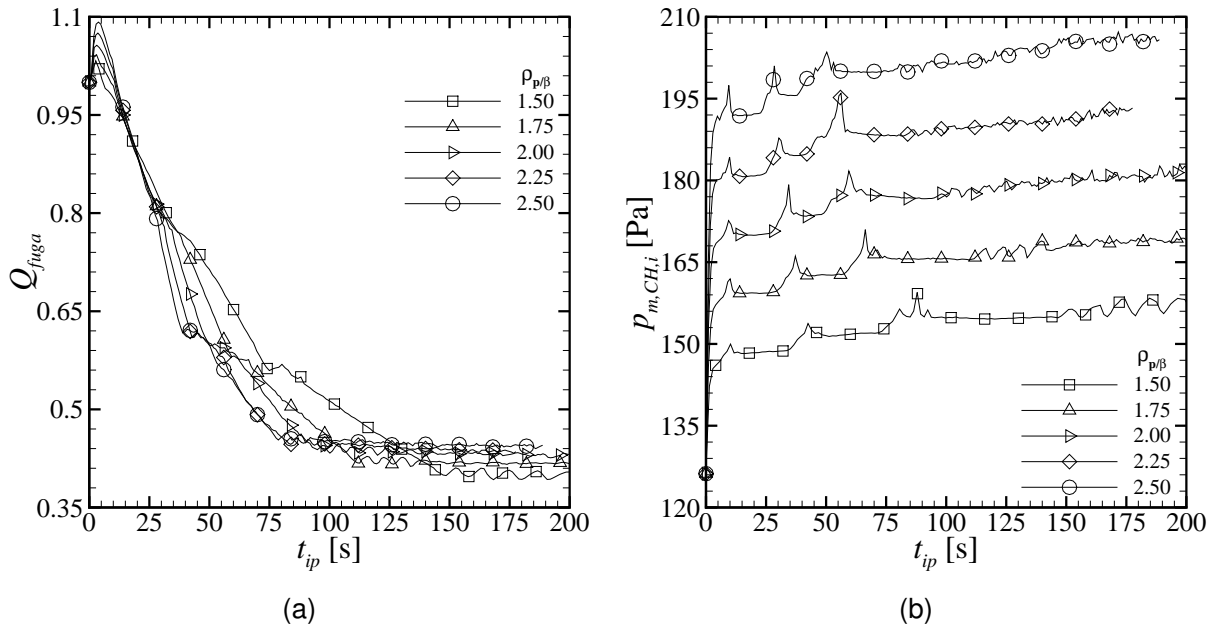


Figura 6.21 – Monitoramento de (a)  $Q_{fuga}$  e (b)  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo em função da razão de massas específicas

A Figura 6.21(a) evidencia uma tendência de acelerar a estabilização da vazão de fuga com o aumento da razão de massa específica. Além disso, utilizar partículas mais pesadas (com maiores  $\rho_p/\beta$ ) diminui a capacidade do leito de reduzir  $Q_{fuga}$ . Enquanto uma maior velocidade de preenchimento é desejada, tal aumento acarreta, por outro lado, uma elevação na pressão de entrada do canal ( $p_{m,CH,i}$ ) como mostrado na Figura 6.21(b). Tal efeito de aumento de pressão fica mais evidente na Figura 6.22.

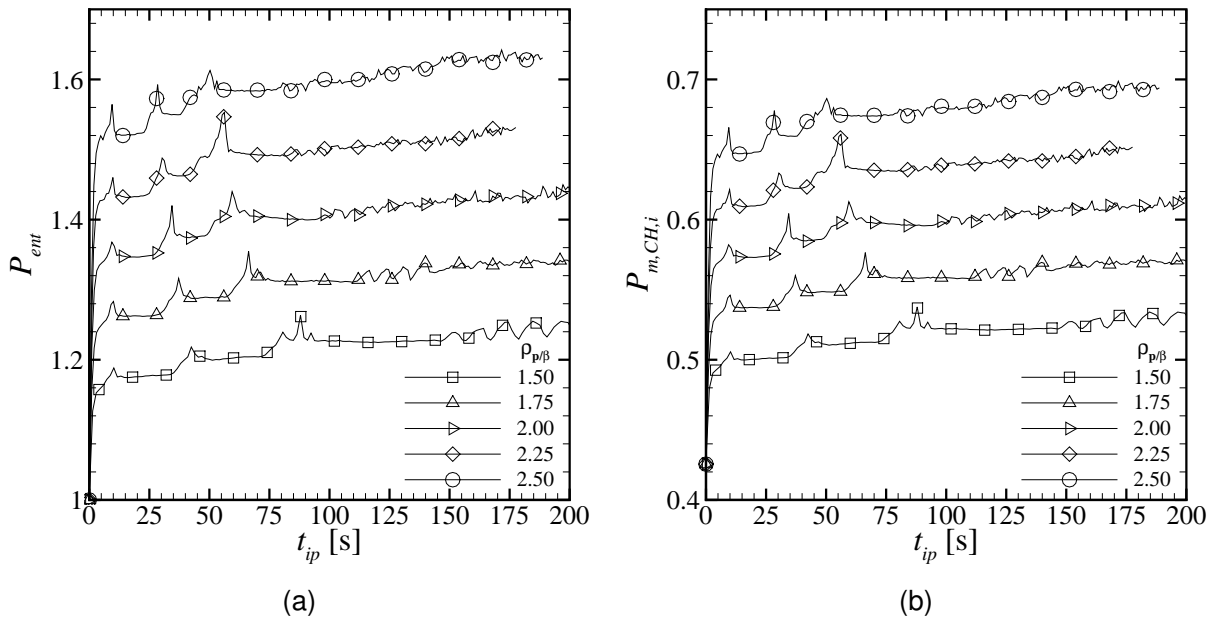


Figura 6.22 – Adimensionalização de  $p_{m,CH,i}$  em relação à (a)  $p_{\beta,CH,i}$  e (b)  $\Delta p_{fuga}$  em função da razão de massas específicas

Na Figura 6.22 observa-se a necessidade de aumentar a pressão na entrada do canal em pouco mais de 1,6 vezes ( $\rho_p/\beta = 2,50$ ) para que o número de Reynolds seja mantido e as características do escoamento no canal sejam mantidas.

Em situações práticas, o aumento de pressão verificado na entrada do canal pode trazer instabilidades no poço durante o processo de perfuração, indicando um parâmetro de controle a ser observado. A comparação de  $p_{m,CH,i}$  pode ser feita, por exemplo, com a pressão de fratura (SANTOS, 2006). Dessa forma, o responsável pelo poço pode controlar a injeção de partículas respeitando o limite da formação.

Da mesma forma que a subseção 6.4.3, por não haver alterações no escoamento, a Figura 6.22(a) apenas corrobora o aumento de pressão observado.

Na próxima seção a influência do diâmetro da partícula sobre o processo de preenchimento é avaliada.

### 6.4.5 Diâmetro da partícula - $D_p$

Dentro dos parâmetros de injeção estudados neste trabalho, o diâmetro ( $D_p$ ) possui grande influência sobre a inércia da partícula. Dessa forma,  $D_p$  é avaliado através de três valores: 0,4, 0,5 e 0,6 mm. A Tabela 6.12 mostra os parâmetros utilizados em cada simulação.

Tabela 6.12 – Parâmetros de simulação para variação do diâmetro da partícula

$D_p$ [mm]	$\rho_p$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\rho_p/\beta$	$N_{p,IP}$	$N_{p,IP}$ [1/s]	$\dot{m}_{p,IP}$ [kg/s]
0,4					$1,4924 \cdot 10^{-4}$
0,5	1187,6	2,5	30	1500	$2,9148 \cdot 10^{-4}$
0,6					$5,0368 \cdot 10^{-4}$

O resultado final do empacotamento de partículas pode ser visto na Figura 6.23.

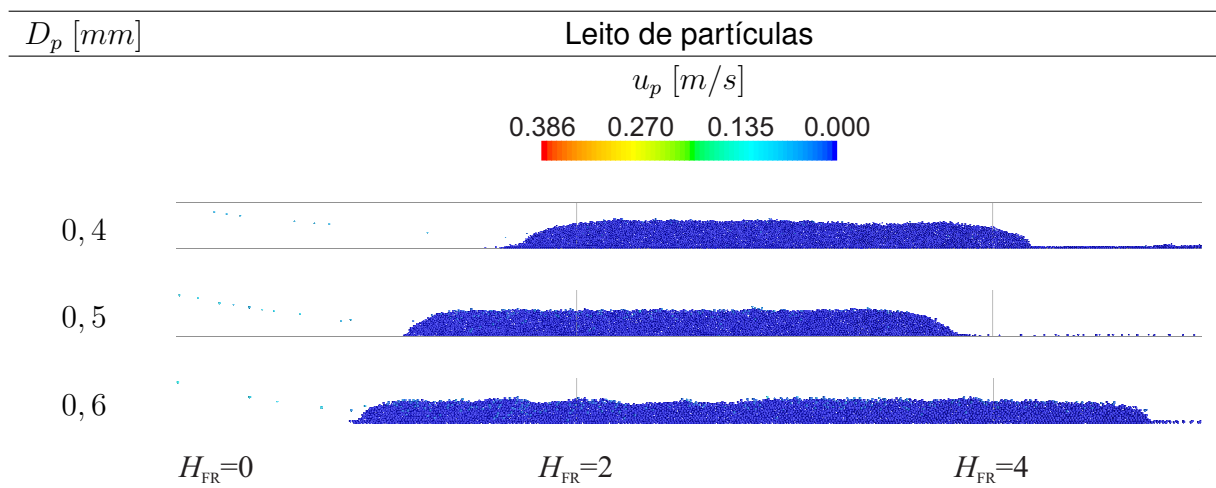


Figura 6.23 – Forma e posicionamento do leito de partículas em função do diâmetro das partículas.  $Re = 500$ ;  $\rho_p/\beta = 2,50$

No comparativo entre os três leitos de partículas, mostrado na Tabela 6.23, observa-se que cada um possui características geométricas diferentes. O posicionamento inicial do pacote formado por partículas de  $D_p = 0,4 \text{ mm}$  apresenta-se mais distante da entrada da fratura. Essa distância inicial diminui com o aumento de  $D_p$ , devido à influência direta do aumento da inércia da partícula.

Em relação à extensão do pacote, um aumento do diâmetro das partículas faz com que o comprimento do leito aumente. A Tabela 6.13 mostra os parâmetros geométricos para cada configuração estudada.

Tabela 6.13 – Configuração geométrica do leito de partículas em função do diâmetro das partículas

$D_p$ [mm]	$h_{pct,i}$ [mm]	$h_{pct}$ [mm]	$e\%,FR$ [%]	$t_{est}$ [s]
0,4	77	111	59	111
0,5	53	131	57	77
0,6	44	169	48	77

O acompanhamento da vazão de fuga e da pressão na entrada do canal são mostrados na Figura 6.24. Na Figura 6.24(a) o histórico de  $Q_{fuga}$  é apresentado. Por sua vez, a alteração  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo pode ser observada na Figura 6.24(b).

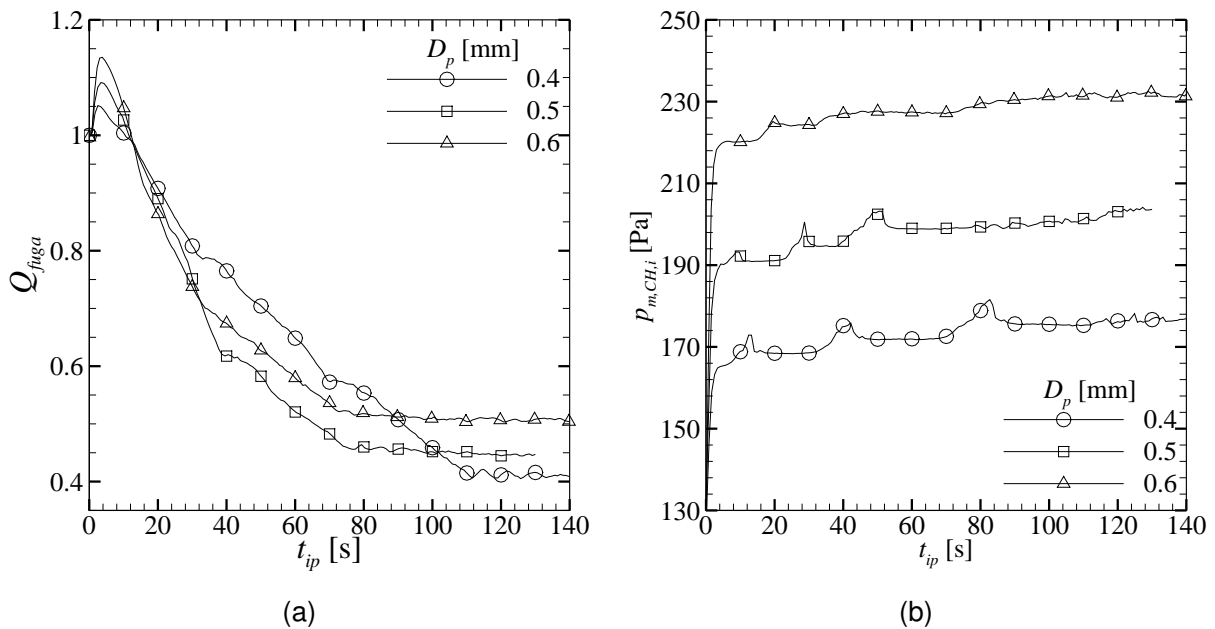


Figura 6.24 – Monitoramento de (a)  $Q_{fuga}$  e (b)  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo em função do diâmetro das partículas

Na Figura 6.24(a) verifica-se que um aumento do diâmetro da partícula implica em uma redução no valor final da vazão de fuga. Por outro lado, a estabilização do valor final de  $Q_{fuga}$  é atingida, aproximadamente, no mesmo instante de tempo para os diâmetros de 0,5 e 0,6 mm - consideravelmente mais rápidos quando comparados à partículas de

0,4 mm. Dessa forma, observa-se que aumentar o diâmetro da partícula reduz o tempo de estabilização da vazão.

Quando analisada a pressão de entrada no canal, mostrada na Figura 6.24(b), fica claro que o aumento do diâmetro das partículas resulta em um subseqüente aumento da pressão de entrada do canal fraturado. Isso acontece devido ao acréscimo na massa da partícula gerado pelo aumento do diâmetro.

Nos gráficos de pressão adimensional mostrados na Figura 6.25 é possível verificar a magnitude do aumento da pressão devido à alteração no diâmetro das partículas injetadas.

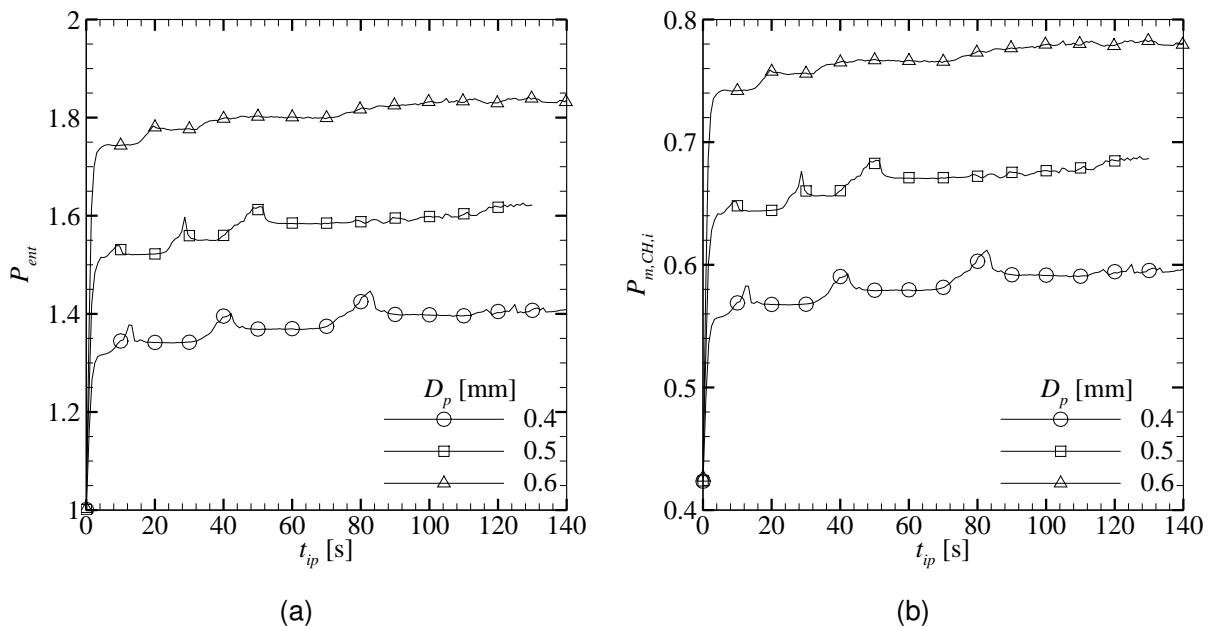


Figura 6.25 – Adimensionalização de  $p_{m,CH,i}$  em relação à (a)  $p_{\beta,CH,i}$  e (b)  $\Delta p_{fuga}$  em função do diâmetro das partículas

Para garantir as características do escoamento original, verifica-se através da Figura 6.25(a) que o aumento de  $P_{ent}$  pode ultrapassar 1,8 vez a pressão original.

Novamente, como não existem alterações no escoamento ou na geometria do problema, a adimensionalização realizada em relação à  $\Delta p_{fuga}$ , mostrada na Figura 6.25(b), apenas corrobora o aumento da pressão devido ao aumento do diâmetro das partículas.

Na próxima seção uma análise da influência da viscosidade dinâmica do fluido é apresentada.

#### 6.4.6 Viscosidade dinâmica - $\mu_{\beta}$

Nesta seção, a viscosidade dinâmica do fluido é alterada com o objetivo de verificar sua influência na deposição de partículas na fratura. As alterações de viscosidades propostas são feitas a partir do fluido definido por Sanchez e Tibbles (2007) que foi utilizado nas seções anteriores à esta. Para tanto, e atribui-se à viscosidade do fluido utilizado até então

a nomenclatura de  $\mu_{ref}$  e a viscosidade adimensional dos demais fluidos ( $M$ ) é definida através da Equação (6.4).

$$M = \frac{\mu_{\beta}}{\mu_{ref}} \tag{6.4}$$

Dessa forma, são estabelecidos fluidos com  $M = 0,75$  e  $M = 1,25$  com o objetivo de identificar o comportamento do leito a uma redução e posterior elevação da viscosidade dinâmica. Sendo assim, o fluido de referência apresenta  $M = 1$ .

Alterar  $\mu_{\beta}$  implica em um problema diferente que permite realizar variações significativas. Devido à essas características, optou-se por realizar testes que permitam observar o comportamento do mesmo tipo de partícula, assim como mostrado na Tabela 6.14.

Tabela 6.14 – Parâmetros de simulação para avaliação da influência da viscosidade dinâmica do fluido

$M$	$\rho_{\beta}$ [ $kg/m^3$ ]	$\mu_{\beta}$ [ $Pa \cdot s$ ]	$\rho_{p/\beta}$	$\dot{m}_{p,IP}$ [ $kg/s$ ]	$D_p$ [ $mm$ ]	$Re$
0,75		$20,980 \cdot 10^{-3}$				
1,00	1187,6	$27,973 \cdot 10^{-3}$	2,50	$2,9148 \cdot 10^{-4}$	0,5	500
1,25		$34,967 \cdot 10^{-3}$				

A decisão de manter  $\rho_{\beta}$  constante parte da necessidade de isolar o efeito da viscosidade. Além disso, dados obtidos por Sánchez (2011) mostram que existe uma pequena variação de massa específica para diferentes composições da mistura água glicerina.

O formato final do leito para cada configuração está mostrado na Figura 6.26.

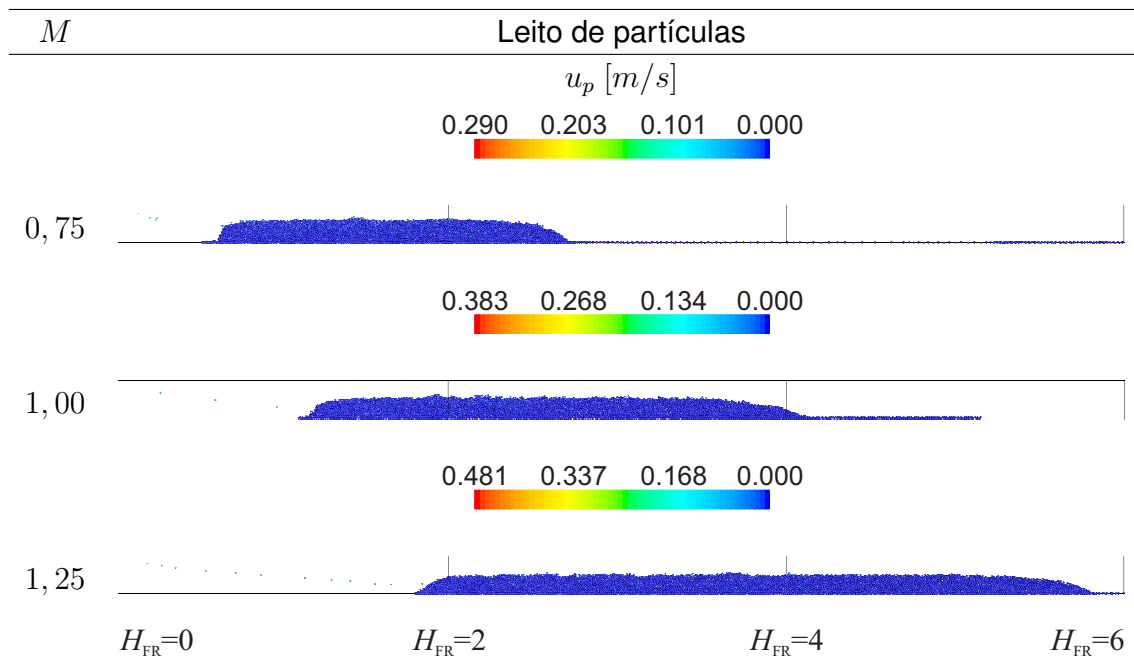


Figura 6.26 – Forma e posicionamento do leito de partículas em função da viscosidade dinâmica do fluido.  $Re = 500$ ;  $D_p = 0,5$  [ $mm$ ];  $\rho_{p/\beta} = 2,50$

A partir da Figura 6.26, é possível observar que alterar a viscosidade dinâmica do fluido implica em modificar as características do leito de partículas. Isso é reflexo da capacidade do escoamento em transportar as partículas, uma vez que para manter o número de Reynolds fixo a velocidade do escoamento foi alterada. Na Tabela 6.15 são mostrados os parâmetros geométricos de cada configuração estudada.

Tabela 6.15 – Configuração geométrica do leito de partículas em função da viscosidade dinâmica do fluido

$M$	$h_{pct,i}$ [mm]	$h_{pct}$ [mm]	$e_{\%,FR}$ [%]	$t_{est}$ [s]
0,75	29	92	60	99
1,00	53	131	56	77
1,25	82	179	49	104

Quanto ao monitoramento da vazão de fuga na fratura e da pressão na entrada do canal, mostrado na Figura 6.27, verifica-se que a viscosidade dinâmica possui influência sobre a velocidade de vedação da fratura (menor a viscosidade, maior a velocidade de vedação). Além disso, a vedação da fratura é mais eficiente quando o fluido apresenta uma viscosidade mais elevada, como no caso de  $M = 1,25$ .

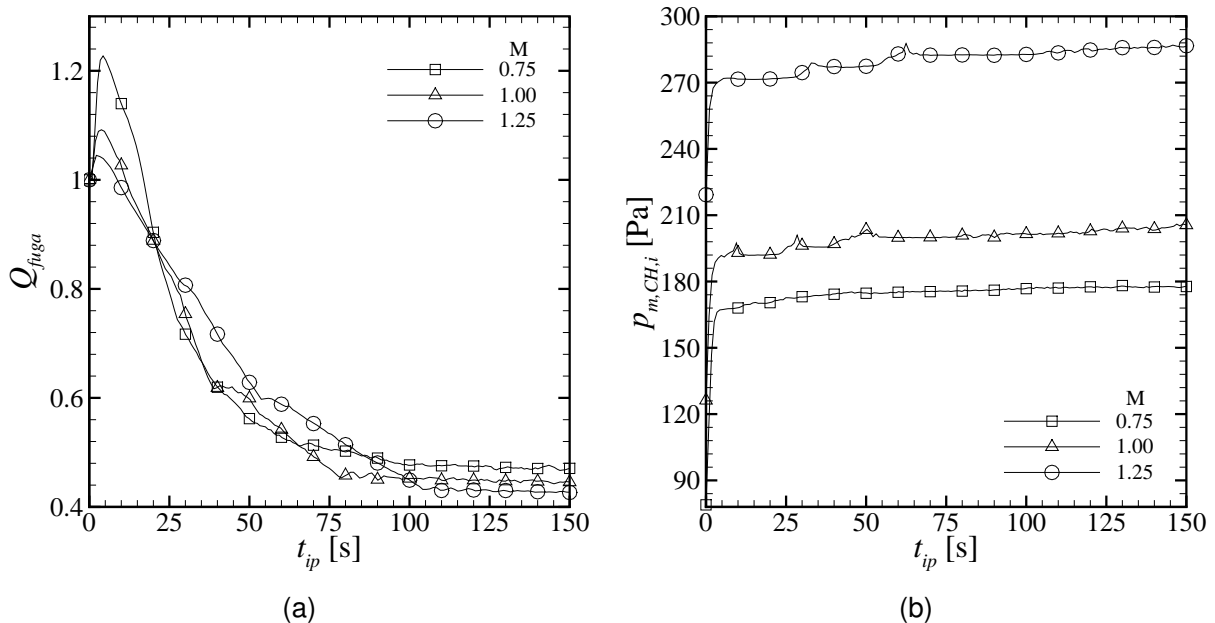


Figura 6.27 – Monitoramento de (a)  $Q_{fuga}$  e (b)  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo em função da viscosidade dinâmica do fluido

No caso da pressão dimensional, mostrada na Figura 6.27(b), é possível verificar que o fluido com maior viscosidade ( $M = 1,25$ ) apresenta uma pressão mais elevada, como já era esperado. Devido à maior viscosidade, é necessária uma pressão maior na entrada do canal para manter o escoamento com as mesmas características.

Por outro lado, quanto a adimensionalização em relação à pressão de entrada no canal para o problema de invasão, mostrado na Figura 6.28(a), verifica-se que o fluido com menor

viscosidade sofre maior influência da injeção das partículas, fato que causa um aumento mais intensificado de pressão nessa configuração.

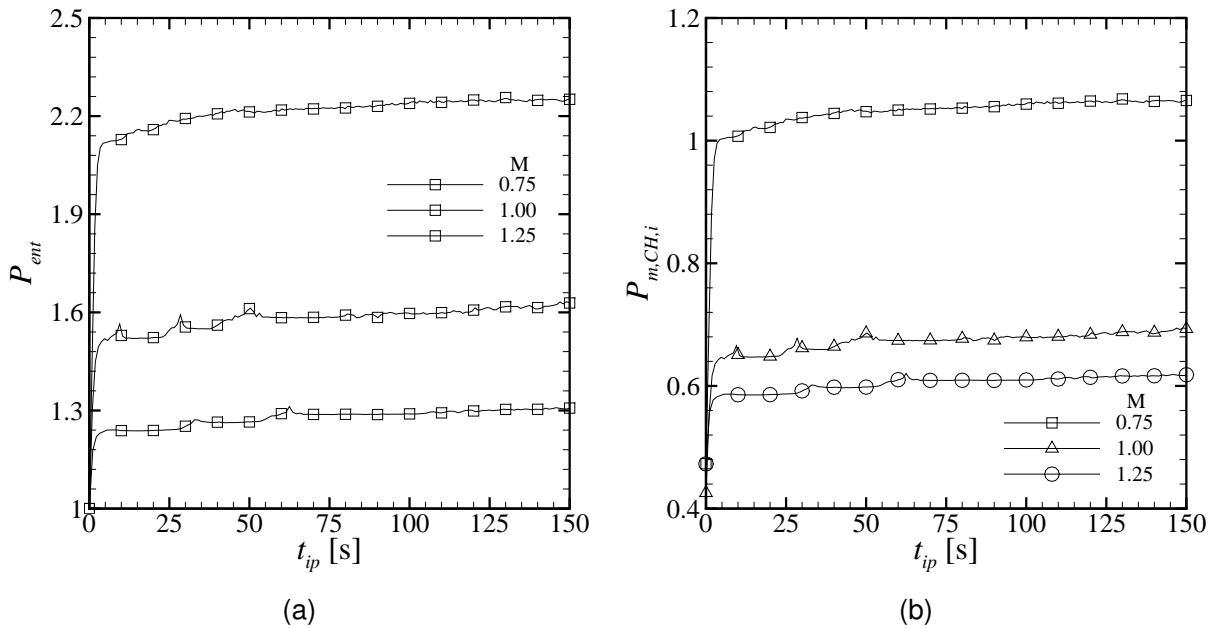


Figura 6.28 – Adimensionalização de  $p_{m,CH,i}$  em relação à (a)  $p_{\beta,CH,i}$  e (b)  $\Delta p_{fuga}$  em função da viscosidade dinâmica do fluido

Uma adimensionalização em relação ao gradiente de pressão gerado entre a fratura e a saída do canal, apresentado na Figura 6.28(b), mostra que o mesmo comportamento pode ser observado: fluidos com menores viscosidades apresentam maior sensibilidade em relação à injeção de partículas quando o número de Reynolds é fixo. Ambas as análises de pressão são justificadas pelo decréscimo da velocidade para manter o mesmo número de Reynolds para fluidos com baixa viscosidade. Isso se traduz no acúmulo vertical de partículas no canal fraturado causando a elevação da pressão.

## 6.5 Fechamento do Capítulo 6

No Capítulo 6 foram apresentados os resultados obtidos para o preenchimento da fratura sob a ótica da variação dos parâmetros envolvidos, definidos na seção 6.1.

Na seção 6.2, a influência da vazão de fuga na fratura e do número de Reynolds do escoamento durante o problema de invasão foi investigada. Observou-se que as variações na vazão de fuga apresentam uma influência maior sobre a região da entrada da fratura quando comparada às variações do número de Reynolds.

O processo de preenchimento da fratura, apresentado na seção 6.3, indicou que a construção do leito de partículas ocorre em três etapas: deposição inicial, formação dos núcleos geradores do leito e completação dos núcleos para a formação do leito final.

A sensibilidade do processo de preenchimento foi avaliada na seção 6.4. Pode-se observar que:



- na subseção 6.4.1 para o estudo em questão, a fratura com  $h_{FR} = 720 \text{ mm}$  apresentou um leito de partículas livre de influência geométrica;
- na subseção 6.4.2 verificou-se que alterar o número de Reynolds do escoamento possui consequências no posicionamento e forma do leito de partículas, o que implica em alterações da velocidade de preenchimento e no valor final da vazão de fuga;
- na subseção 6.4.3 pode-se concluir que o número de partículas injetadas simultaneamente por passo de tempo do fluido altera apenas a velocidade do preenchimento de forma significativa;
- na subseção 6.4.4 verifica-se que alterar a massa específica das partículas modifica a posição e a forma do leito de partículas, bem como a velocidade de preenchimento da fratura e o valor final da vazão de fuga;
- na subseção 6.4.5 foi observado que uma alteração no valor do diâmetro das partículas causa uma mudança na velocidade de preenchimento, no posicionamento e na forma do leito de partículas, bem como no valor final da vazão de fuga;
- na subseção 6.4.6 foi demonstrado que a viscosidade do fluido é capaz de alterar o posicionamento e a forma do pacote, a velocidade de preenchimento e a vazão final de fuga - indicando que um fluido mais viscoso permite uma melhor capacidade de vedação da fratura.

## 7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho uma análise numérica do preenchimento de fraturas, utilizando material particulado, foi apresentada com a finalidade de reduzir a perda de fluido através do fenômeno de invasão em operações de perfuração na indústria de óleo e gás.

A metodologia aplicada consiste em utilizar o modelo conhecido por *Dense Discrete Phase Model* - DDPM, que permite estudar escoamentos particulados com alta concentração de sólidos. Este modelo foi acoplado ao *Discrete Element Method* - DEM, o qual possibilita realizar o cálculo das colisões entre partículas presentes nesse tipo de escoamento. Ambos os modelos utilizados estão implementados no programa ANSYS FLUENT®.

A determinação das condições iniciais de contorno do problema foram definidas através da metodologia proposta por De Lai (2013). Tal metodologia consiste em simular o problema de invasão na geometria de estudo e utilizar os resultados obtidos nessa etapa como condições iniciais e de contorno para o problema de preenchimento.

O estudo do preenchimento da fratura foi realizado através de parâmetros característicos do problema. O comprimento da fratura, o número de Reynolds do escoamento e a vazão de fuga do problema constituem a primeira bateria de testes e serviram para identificar a melhor configuração para realizar a variação dos parâmetros de injeção de partículas - número de partículas injetadas simultaneamente, razão de massa específica entre a partícula e o fluido e diâmetro da partícula. Por último, a viscosidade dinâmica do fluido foi alterada para estudar sua influência sobre o transporte de partículas.

Dos resultados apresentados no Capítulo 6, é possível observar alguns padrões. O comprimento da fratura possui pouca influência sobre o leito de partículas alterando, prioritariamente, a sua forma e reduzindo o tempo de vedação para fraturas de menores comprimentos; o número de Reynolds do escoamento possui influência na velocidade de preenchimento e na posição do leito de partículas na fratura. O tempo de vedação é maior para números de Reynolds elevados.

O número de partículas injetadas simultaneamente exerce influência sobre o tempo de vedação, de modo que aumentar o número de partículas significa reduzir o tempo de vedação. A razão de massa específica promove alteração na posição e comprimento do leito de partículas e na altura do mesmo. O tempo de preenchimento e a vazão de fuga final também são sensíveis à variação deste parâmetro. O diâmetro das partículas alteram o formato e a posição do pacote, bem como a velocidade de preenchimento e a vazão de fuga final obtida;

Por fim, a viscosidade dinâmica do fluido influencia o posicionamento e a forma do pacote, a velocidade de preenchimento e a vazão final de fuga. Desta forma, um fluido mais

viscoso permite uma melhor capacidade de vedação da fratura.

## 7.1 Sugestões para trabalhos futuros

A primeira sugestão a ser realizada é a utilização de uma interface porosa para a fratura e ao longo do comprimento do canal. Em operações de óleo e gás, o fluido de perfuração escoar através da região formada pela coluna de perfuração (impermeável) e a formação rochosa sendo perfurada que é, geralmente, formada por uma matriz porosa. Nesse sentido, utilizar uma interface porosa significa incluir a influência de perda de fluido ao longo de toda a geometria estudada. Isso permite analisar outros efeitos como a aglomeração vertical de partículas na parede porosa - fenômeno conhecido como formação de torta.

A segunda sugestão é alterar o fluido de trabalho. As propriedades apresentadas pelo fluido de perfuração conferem ao mesmo uma classificação de fluido não newtoniano. Existem vários modelos que descrevem o comportamento dessa classe de fluidos. Especificamente, o modelo conhecido por Herschel-Bulkley é o mais utilizado para descrever o fluido de perfuração. De forma simplificada, esse modelo permite contabilizar a região em que o fluido de perfuração está parado e necessita de uma tensão limite de escoamento para iniciar seu movimento.

No que toca o método de injeção de partículas, fica evidente que uma injeção aleatória é a que melhor descreveria o comportamento das partículas ao longo do canal fraturado. Sendo assim, criar uma superfície de injeção com a capacidade de liberar partículas em posições aleatórias pode aproximar o movimento das partículas daquele encontrado em aplicações reais. Outra oportunidade advém da utilização de dois ou mais tipos de partículas: injetar um tipo mais pesado ou com maior diâmetro e posteriormente realizar a injeção de partículas mais leves ou menores, com a finalidade de reduzir ainda mais a vazão de fuga.

Além disso, existe uma classe de partículas, chamadas de partículas expansoras que, como o nome sugere, aumentar seu tamanho a partir de um determinado intervalo de tempo. A modelagem numérica deste tipo de partícula ainda é algo pouco explorado por pesquisadores da área e se apresenta como uma alternativa promissora às técnicas como a abordada neste trabalho.

Por fim, a construção de um aparato experimental está em processo de finalização no Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos não newtonianos - CERNN da UTFPR. Com este aparato será possível realizar observações experimentais e comparar os resultados obtidos com os resultados apresentados neste trabalho.

# REFERÊNCIAS

- ADACHI, J.; BAILEY, L.; HOUWEN, O.; MEETEN, G.; WAY, P.; GROWCOCK, F.; SCHLEMMER, R. Depleted zone drilling: Reducing mud losses into fractures. In: *IADC/SPE Drilling Conference*. [S.l.]: Society of Petroleum Engineers, 2004. p. —. ISSN 978-1-55563-975-4.
- ADRIAN, R. J. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 23, n. 1, p. 261–304, 1991. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fl.23.010191.001401>>.
- APTE, S.; MAHESH, K.; LUNDGREN, T. Accounting for finite-size effects in simulations of disperse particle-laden flows. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 34, n. 3, p. 260 – 271, 2008. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301932207001528>>.
- ARCIL, F. C. Settling velocities of particulate systems. *KONA Powder and Particle Journal*, v. 27, p. 18–37, 2009.
- ARDEKANI, A. M.; RANGEL, R. H. Numerical investigation of particle-particle and particle-wall collisions in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 596, p. 437–466, 1 2008. ISSN 1469-7645. Disponível em: <[http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112007009688](http://journals.cambridge.org/article_S0022112007009688)>.
- ARMENIO, V.; FIOROTTO, V. The importance of the forces acting on particles in turbulent flows. *Physics of Fluids (1994-present)*, v. 13, n. 8, p. 2437–2440, 2001. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof2/13/8/10.1063/1.1385390>>.
- AZHAR, M.; STOPFORD, P. *Multiphase Flows: Coupled CFD/DEM*. 2012. Disponível em: <[http://qaansys.ansys.com/.../MA\\_R14-Multiphase\\_Update2](http://qaansys.ansys.com/.../MA_R14-Multiphase_Update2)>.
- BASSET, A. B. *A treatise on hydrodynamics: with numerous examples*. Deighton, Bell and Company, 1888. Disponível em: <<https://archive.org/details/atreatiseonhydr02bassgoog>>.
- BOUSSINESQ, J. V. Sur la résistance qu’oppose un liquide indéfini en repos, sans pesanteur, au mouvement varié d’une sphère solide qu’il mouille sur toute sa surface, quand les vitesses restent bien continues et assez faibles pour que leurs carrés et produits soient négligeables. *Comptes Rendu de l’Académie des Sciences*, v. 100, p. 935–937, 1885. Disponível em: <<http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k3056t/f935n3.capture>>.
- BROWN, P. P.; LAWLER, D. F. Sphere drag and settling velocity revisited. *Journal of Environmental Engineering*, v. 129, n. 3, p. 222–231, Março 2003.
- CHEN, Y.; YU, M.; MISKA, S. Z.; OZBAYOGLU, M. E.; TAKACH, N. A novel approach in locating single loss zone during deepwater drilling with distributed temperature measurement. In: *SPE Deepwater Drilling and Completions Conference, 10-11 September, Galveston, Texas, USA*. [S.l.]: Society of Petroleum Engineers, 2014. p. —. ISSN 978-1-61399-326-2.
- CHORIN, A. J. Numerical solution of the navier-stokes equations. *Mathematics of Computation*, v. 22, n. 104, p. 745–762, 1968. Disponível em: <<http://math.berkeley.edu/~chorin/chorin68.pdf>>.

CLIFF, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E. *Bubbles, Drops and Particles*. [S.l.]: Academic Press, 1978.

CUNDALL, P. A.; STRACK, O. D. L. A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, v. 29, n. 1, p. 47–65, 1979. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1680/geot.1979.29.1.47>>.

DAHL, P. R. *A Solid Friction Model*. [S.l.], 1968.

DARABI, P. *Mathematical Modeling of Interaction of Wet Particles and Application to Fluidized Beds*. Tese (Doutorado) — University of British Columbia, Vancouver, 2011. Disponível em: <<https://circle.ubc.ca/handle/2429/34297>>.

DARTEVELLE, S. *Numerical and Granulometric Approaches to Geophysical Granular Flows*. Tese (Doutorado) — Michigan Technological University, Michigan, 2003.

DATWANI, A. *Review of lost circulation mechanisms with the focus on loss to natural and induced fractures*. Dissertação (Mestrado) — Dalhousie University, 2012.

DE LA TORRE, O.; ESCALER, X.; EGUSQUIZA, E.; FARHAT, M. Experimental investigation of added mass effects on a hydrofoil under cavitation conditions. *Journal of Fluids and Structures*, v. 39, n. 0, p. 173 – 187, 2013. ISSN 0889-9746. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974613000273>>.

DE LAI, F. C. *Simulação numérica do escoamento particulado para o preenchimento de canal fraturado*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2013. Disponível em: <<http://repositorio.utfpr.edu.br/jspui/handle/1/793>>.

DEEN, N.; ANNALAND, M. V. S.; HOEF, M. V. der; KUIPERS, J. Review of discrete particle modeling of fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 62, n. 1-2, p. 28 – 44, 2007. ISSN 0009-2509. Fluidized Bed Applications. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009250906004830>>.

DI RENZO, A.; DI MAIO, F. P. Homogeneous and bubbling fluidization regimes in dem-cfd simulations: Hydrodynamic stability of gas and liquid fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 62, n. 1, p. 116 – 130, 2007. ISSN 0009-2509. Fluidized Bed Applications. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009250906004908>>.

DIETRICH, P.; HÖTZL, H.; HELMIG, R.; KÖNGETER, J.; SAUTER, M.; TEUTSCH, G. *Flow and Transport in Fractured Porous Media*. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.

FENG, J.; HUANG, P.; JOSEPH, D. Dynamic simulation of sedimentation of solid particles in an oldroyd-b fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, v. 63, n. 1, p. 63 – 88, 1996. ISSN 0377-0257. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0377025795014128>>.

FLUENT. *ANSYS FLUENT v14.5 – Theory Guide*. [S.l.], 2012.

FORTES, A. F.; JOSEPH, D. D.; LUNDGREN, T. S. Nonlinear mechanics of fluidization of beds of spherical particles. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 177, p. 467–483, 4 1987. ISSN 1469-7645. Disponível em: <[http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112087001046](http://journals.cambridge.org/article_S0022112087001046)>.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J. *Introdução à mecânica dos fluidos*. 6. ed. [S.l.]: LTC, 2006.

- FRANCIS, A. W. Wall effect in falling ball method for viscosity. *Journal of Applied Physics*, v. 4, n. 11, p. 403–406, 1933. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/4/11/10.1063/1.1745151>>.
- GLOWINSKI, R.; PAN, T.; HESLA, T.; JOSEPH, D.; PÃ©RIAUX, J. A fictitious domain approach to the direct numerical simulation of incompressible viscous flow past moving rigid bodies: Application to particulate flow. *Journal of Computational Physics*, v. 169, n. 2, p. 363 – 426, 2001. ISSN 0021-9991. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999100965422>>.
- GONDRET, P.; LANCE, M.; PETIT, L. Bouncing motion of spherical particles in fluids. *Physics of Fluids*, v. 14, n. 2, p. 643–652, 2002. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof2/14/2/10.1063/1.1427920>>.
- GOSH, S.; STOCKIE, J. M. Numerical simulations of particle sedimentation using immersed boundary method. *arXiv preprint*, 2013. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1304.0804>>.
- GREEN, D. W.; PERRY, R.; MALONEY, J. O. *Perry's Chemical Engineers' Handbook*. 7. ed. [S.l.]: McGraw Hill, 1997.
- HALLIBURTON. *Lost Circulation Materials*. 2014. Disponível em: <<http://www.halliburton.com/en-US/ps/baroid/fluid-services/fluid-additives/lost-circulation-materials/default.page?node-id=hgyxpgw>>.
- HOOMANS, B.; KUIPERS, J.; BRIELS, W.; SWAAIJ, W. van. Discrete particle simulation of bubble and slug formation in a two-dimensional gas-fluidised bed: A hard-sphere approach. *Chemical Engineering Science*, v. 51, n. 1, p. 99 – 118, 1996. ISSN 0009-2509. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0009250995002715>>.
- HOOMANS, B. P. B. *Granular Dynamics of Gas-Solid Two-Phase Flows*. Tese (Doutorado) — Universidade de Twente, Enschede, 2000.
- JOSEPH, D.; LIU, Y.; POLETTO, M.; FENG, J. Aggregation and dispersion of spheres falling in viscoelastic liquids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, v. 54, n. 0, p. 45 – 86, 1994. ISSN 0377-0257. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0377025794800154>>.
- KANEHL, P. *Particle model of the Magnus effect*. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Matemática e Ciências Naturais, Universidade de Greifswald, 2010.
- KAUFMANN, A.; MOREAU, M.; SIMONIN, O.; HELIE, J. Comparison between lagrangian and mesoscopic eulerian modelling approaches for inertial particles suspended in decaying isotropic turbulence. *Journal of Computational Physics*, v. 227, n. 13, p. 6448 – 6472, 2008. ISSN 0021-9991. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999108001411>>.
- KLEINSTREUER, C. *Two-phase Flow: Theory And Applications*. Nova York: Taylor and Francis, 2003.
- KLOSS, C.; GONIVA, C.; AICHINGER, G.; PIRKER, S. Comprehensive dem-dpm-cfd simulations - model synthesis, experimental validation and scalability. In: *Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries*. [S.l.: s.n.], 2009.

- KOSINSKI, P.; HOFFMANN, A. C. Extended hard-sphere model and collisions of cohesive particles. *Physical Review E*, American Physical Society, v. 84, p. 031303, Sep 2011. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.84.031303>>.
- 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. ISSN 0032-5910. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032591006004360>>.
- LAGE, M.; LOPES, H.; CARVALHO, M. da S. Flows with suspended and floating particles. *Journal of Computational Physics*, v. 230, n. 20, p. 7736 – 7754, 2011. ISSN 0021-9991. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999111004049>>.
- LOTH, E. *Particles, Drops And Bubbles: Fluid Dynamics and Numerical Methods*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010.
- LOVALENTI, P. M.; BRADY, J. F. The hydrodynamic force on a rigid particle undergoing arbitrary time-dependent motion at small reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 256, p. 561–605, 11 1993. ISSN 1469-7645. Disponível em: <[http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112093002885](http://journals.cambridge.org/article_S0022112093002885)>.
- LUKERCHENKO, N.; DOLANSKY, J.; VLASAK, P. Basset force in numerical models of saltation. *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, v. 60, n. 4, p. 277–287, December 2012. Disponível em: <<http://dlib.lib.cas.cz/7599/>>.
- MATEX. *Animated example of loss circulation material DD Xpand*. 2011. Disponível em: <<http://www.matex-ccc.com/>>.
- MENG, H.; VAN DER GELD, C. W. M. Particle trajectory computations in steady non-uniform liquid flows. *ASME Fluid Engineering Division (publication) FED*, v. 118, p. 183–193, 1991. Disponível em: <<http://alexandria.tue.nl/repository/freearticles/604141.pdf>>.
- MEZHERICHER, M.; BROSH, T.; LEVY, A. Modeling of particle pneumatic conveying using dem and dpm methods. *Particulate Science and Technology*, v. 29, n. 2, p. 197–208, 2011. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1080/02726351003792914>>.
- MICHAELIDES, E. E.; ROIG, A. A reinterpretation of the odar and hamilton data on the unsteady equation of motion of particles. *AIChE Journal*, Wiley Subscription Services, Inc., A Wiley Company, v. 57, n. 11, p. 2997–3002, 2011. ISSN 1547-5905. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1002/aic.12498>>.
- MORDANT, N.; PINTON, J.-F. Velocity measurement of a settling sphere. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, EDP Sciences, Springer-Verlag, v. 18, n. 2, p. 343–352, 2000. ISSN 1434-6028. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/PL00011074>>.
- MORSI, S. A.; ALEXANDER, A. J. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 55, p. 193–208, 9 1972. ISSN 1469-7645. Disponível em: <[http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112072001806](http://journals.cambridge.org/article_S0022112072001806)>.
- MUGURUMA, Y.; TANAKA, T.; TSUJI, Y. Numerical simulation of particulate flow with liquid bridge between particles (simulation of centrifugal tumbling granulator). *Powder Technology*, v. 109, n. 13, p. 49 – 57, 2000. ISSN 0032-5910. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032591099002260>>.

MURRONE, A.; VILLEDIEU, P. Numerical modeling of dispersed two-phase flows. *Aerospace Lab Journal*, v. 2, p. 1–13, 2011. Disponível em: <NumericalModelingofDispersedTwo-PhaseFlows>.

ODAR, F. Verification of the proposed equation for calculation of the forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 25, p. 591–592, 7 1966. ISSN 1469-7645. Disponível em: <[http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112066000272](http://journals.cambridge.org/article_S0022112066000272)>.

ODAR, F.; HAMILTON, W. S. Forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 18, p. 302–314, 2 1964. ISSN 1469-7645. Disponível em: <[http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112064000210](http://journals.cambridge.org/article_S0022112064000210)>.

OLIVEIRA JR.; SOUZA, J. Z.; FONTES, C.; WLADMANN, A. T. A.; MARTINS, A. L. Modeling drilling fluid losses in fractured reservoirs. In: *SPE Latin America and Caribbean Petroleum Engineering Conference 151021-M3*. Cidade do México, México: [s.n.], 2012.

OSEEN, C. W. *Hydrodynamics*. Leipzig: Akademische Verlag, 1927.

PATANKAR, S.; 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. ISSN 0017-9310. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931072900543>>.

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

PEKER, S. M.; HELVACI, A. A. Preface. In: *Solid-Liquid Two Phase Flow*. Amsterdam: Elsevier, 2008. p. vii – ix. ISBN 978-0-444-52237-5. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780444522375500011>>.

POPOFF, B.; BRAUN, M. A lagrangian approach to dense particulate flows. In: *Proceeding of 6th International Conference on Multiphase Flows*. Leipzig, Alemanha: [s.n.], 2007.

PRANDTL, L. Motion of fluids of with very little viscosity. In: *III International Congress of Mathematics*. Leipzig, Alemanha: [s.n.], 1904. Disponível em: <<http://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc65275>>.

RHIE, C.; CHOW, W. A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation. In: *Fluid Dynamics and Co-located Conferences*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1982. p. –. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.2514/6.1982-998>>.

SANCHEZ, M.; TIBBLES, R. Frac packing: Fracturing for sand control. *Middle East & Asia Reservoir Review*, n. 8, 2007. Disponível em: <[http://www.slb.com/resources/publications/industry\\_articles/mearr/num8\\_37\\_49.aspx](http://www.slb.com/resources/publications/industry_articles/mearr/num8_37_49.aspx)>.

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: [s.n.], 2006.

SHARMA, N.; PATANKAR, N. A. A fast computation technique for the direct numerical simulation of rigid particulate flows. *Journal of Computational Physics*, v. 205, n. 2, p. 439 – 457, 2005. ISSN 0021-9991. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999104004747>>.



- SILVESTRE, J. R. *Análise numérica de estabilidade de poços de petróleo com relevância a produção de areia*. Dissertação (Mestrado) — Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2004.
- SOUZA, J. Z.; RIBEIRO, D.; FONTES, C. E.; MARTINS, A. L.; WALDMANN, A. T.; LOMBA, R. T. R. Análise do escoamento de fluidos particulados durante a perfuração de reservatórios fraturados. In: *III Encontro Nacional de Hidráulica de Poços*. Campos do Jordão, São Paulo: [s.n.], 2009.
- STEVENS, A.; HRENYA, C. Comparison of soft-sphere models to measurements of collision properties during normal impacts. *Powder Technology*, v. 154, n. 2, p. 99 – 109, 2005. ISSN 0032-5910. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032591005001658>>.
- STOKES, G. G. Effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums. In: *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*. [s.n.], 1851. IX. Disponível em: <<http://www.nawcc-index.net/Articles/Stokes-InternalFriction.pdf>>.
- STONE, H. A. Philip saffman and viscous flow theory. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 409, p. 165–183, 4 2000. ISSN 1469-7645. Disponível em: <[http://journals.cambridge.org/article\\_S0022112099007697](http://journals.cambridge.org/article_S0022112099007697)>.
- SYKUT, J.; MOLEND, M.; HORABIK, J. Discrete element method (dem) as a tool for investigating properties of granular materials. *POLISH JOURNAL OF FOOD AND NUTRITION SCIENCES*, v. 57, n. 2A, p. 169–173, 2007. Disponível em: <<http://journal.pan.olsztyn.pl/show.php?id=982>>.
- TSUJI, Y.; KAWAGUCHI, T.; TANAKA, T. Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed. *Powder Technology*, v. 77, n. 1, p. 79 – 87, 1993. ISSN 0032-5910. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032591093850107>>.
- VASQUEZ, S.; IVANOV, V. A phase coupled method for solving multiphase problems on unstructured meshes. In: *Proceedings of the ASME 2000 Fluids Engineering Division Summer Meeting*. Boston: [s.n.], 2000.
- VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An Introduction to Computation Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. [S.l.]: Longman Scientific & Technical, 1995.
- VREMAN, B.; GEURTS, B.; DEEN, N.; KUIPERS, J.; KUERTEN, J. Two- and four-way coupled eulerian-lagrangian large-eddy simulation of turbulent particle-laden channel flow. *Flow, Turbulence and Combustion*, Springer Netherlands, v. 82, n. 1, p. 47–71, 2009. ISSN 1386-6184. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s10494-008-9173-z>>.
- WHITFILL, D. L.; HEMPHILL, T. Pre-treating fluids with lost circulation materials. *Drilling Contractor*, p. 54–57, May/June 2004.
- ZHANG, Z.; CHEN, Q. Comparison of the eulerian and lagrangian methods for predicting particle transport in enclosed spaces. *Atmospheric Environment*, v. 41, n. 25, p. 5236–5248, 2007. ISSN 1352-2310. Indoor Air 2005 - 10th International Conference on Indoor Air Quality and Climate (Part II). Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1352231007002786>>.

ZHU, H.; ZHOU, Z.; YANG, R.; YU, A. Discrete particle simulation of particulate systems: Theoretical developments. *Chemical Engineering Science*, v. 62, n. 13, p. 3378 – 3396, 2007. ISSN 0009-2509. Frontier of Chemical Engineering - Multi-scale Bridge between Reductionism and Holism. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S000925090700262X>>.

# APÊNDICE A – FORÇAS AGINDO SOBRE UMA PARTÍCULA

Quando um corpo qualquer se move através de um fluido várias forças atuam para compor seu movimento. Dependendo de alguns fatores, como a dimensão do corpo, por exemplo, tais forças podem ser consideradas desprezíveis por terem participação muito pequena quando comparadas às demais.

Os livros-textos da área de mecânica dos fluidos, e.g., Fox, McDonald e Pritchard (2006), realizam, em sua maioria, a análise da velocidade terminal de uma partícula através da análise de três forças básicas: o arrasto viscoso, a força peso e o empuxo. A análise é feita de forma simplificada, dentro do regime de Stokes, e serve como uma introdução ao movimento de partículas em fluidos. Cada uma dessas forças atua em sentido e direções diferentes quando existe o movimento.

Em uma análise mais complexa e dependendo do fenômeno estudado, outras forças podem ser adicionadas ao estudo de partículas. O objetivo dessa seção é apresentar e discutir as demais forças, cada uma dentro de seu contexto de aplicação.

O empuxo foi explicado por Arquimedes (recebendo o nome de Princípio de Arquimedes) e é uma força que age no sentido de “expulsar” um corpo submerso do fluido. Esta força é calculada a partir da massa de fluido deslocado pelo corpo submerso e sua ação se dá na mesma direção da força gravitacional, mas no sentido contrário. Em corpos descendentes (como uma partícula esférica caindo sob a ação de seu próprio peso) o empuxo tende a retardar o movimento. É importante lembrar que o empuxo existe independente do estado de movimento da partícula ou do fluido. A Equação (A.1) representa essa força (PEKER; HELVACI, 2008).

$$\mathbf{F}_e = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} \mathbf{g} \quad (\text{A.1})$$

Na Equação (A.1),  $m_p$  representa a massa da partícula,  $\rho_p$  indica a massa específica da partícula,  $\rho_\beta$  representa a massa do fluido e  $\mathbf{g}$  indica a aceleração da gravidade.

Outra força que se opõe ao movimento da partícula é o arrasto viscoso. Prandtl (1904) explicou que o arrasto advém das forças viscosas presentes na região da camada limite que dificultam o movimento do corpo através do fluido. Kanehl (2010) explica o arrasto em uma esfera como a diferença de pressão entre a parte fronteira e traseira de um corpo se movendo em um fluido, devido à separação da camada limite.

A obtenção da equação para o arrasto viscoso parte da definição do coeficiente de arrasto,  $C_D$ , que é dado pela relação entre a força de arrasto,  $\mathbf{F}_D$ , e a força de atrito na

superfície de um corpo ( $\mathbf{F}_{as}$ ), como mostrado na Equação (A.2):

$$C_D = \frac{|\mathbf{F}_D|}{|\mathbf{F}_{as}|} \quad (\text{A.2})$$

A força de atrito na superfície é definida através do produto entre a pressão dinâmica exercida pelo fluido e a área de referência sob a qual tal pressão é exercida e é dada pela Equação (A.3).

$$\mathbf{F}_{as} = \frac{\rho_\beta A}{2} |\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (\text{A.3})$$

Na Equação (A.3)  $A$  indica a área projetada da esfera na direção do escoamento,  $\mathbf{u}_\beta$  representa a velocidade do fluido e  $\mathbf{u}_p$  indica a velocidade da partícula.

Combinando a Equação (A.2) e a Equação (A.3) obtém-se a equação da força de arrasto na sua forma generalizada, como mostrado na Equação (A.4).

$$\mathbf{F}_D = C_D \frac{\rho_\beta A}{2} |\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (\text{A.4})$$

Partindo da Equação (A.4) e, após uma breve sequência de manipulações algébricas a cerca da área projetada  $A$ , obtém-se a equação Equação (A.5), que é a equação da força de arrasto viscoso para uma esfera.

$$\mathbf{F}_D = \frac{3}{4} \frac{m_p \mu_\beta}{\rho_p D_p^2} C_D Re_p (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (\text{A.5})$$

Na Equação (A.5),  $\mu_\beta$  é a viscosidade dinâmica do fluido e  $Re_p$  indica o número de Reynolds da partícula calculado através da Equação (A.6).

$$Re_p = \frac{\rho_\beta U_\beta D_p}{\mu_f} \quad (\text{A.6})$$

Neste trabalho, o coeficiente de arrasto  $C_D$ , é calculado pelo modelo proposto por Morsi e Alexander (1972).

A força peso é a força que se origina devido à existência de um campo gravitacional. Geralmente, o efeito dessa força é dependente do tamanho da partícula, da velocidade do fluido e da direção do escoamento.

$$\mathbf{F}_g = m_p \mathbf{g} \quad (\text{A.7})$$

Sempre que se relaciona a gravidade como uma das forças envolvidas, o empuxo estará presente, mas com sentido contrário. Por esse motivo é comum encontrar na literatura uma equação que combina os dois efeitos, como mostrado na equação Equação (A.8), e que

recebe o nome de força gravitacional. Embora de nomenclatura errônea, o termo aparece com frequência, inclusive no guia de teoria do Ansys Fluent® (FLUENT, 2012).

$$\mathbf{F}_{ge} = m_p \frac{\rho_p - \rho_\beta}{\rho_p} \mathbf{g} \quad (\text{A.8})$$

Além dos efeitos clássicos, existe a força de sustentação (*lift*) que atua perpendicularmente à direção do movimento. Ela deriva de efeitos inerciais e tende a fazer com que as partículas “deslizem” perpendicularmente à linha de corrente do fluido. Como explicado em Stone (2000), tal força é importante quando existe transporte de partículas em suspensão. Ao contrário do empuxo, a força de sustentação aparece devido à existência de movimento relativo entre as fases. Prioritariamente, a força de sustentação (dada pela equação Equação (A.9)) possui duas componentes: a força de sustentação de Saffman e a força de sustentação devido ao efeito Magnus.

$$\mathbf{F}_s = \mathbf{F}_{ss} + \mathbf{F}_{sm} \quad (\text{A.9})$$

A força de sustentação de Saffman ( $F_{ss}$ ), como explicado em Stone (2000), deriva dos efeitos de inércia do fluido, quando na presença de um escoamento cisalhante, fazendo com que a partícula que se move relativamente ao fluido tenha um movimento perpendicular à direção do escoamento.

Por sua vez o efeito Magnus ( $F_{sm}$ ) é descrito como o fenômeno pelo qual a rotação do corpo altera sua trajetória. Kanehl (2010) explica que a quando uma esfera está girando, a camada limite se separa em posições diferentes, em lados opostos da esfera. Consequentemente, o escoamento de fluido ao redor da esfera é defletido, levemente, para o lado, resultando em uma esteira assimétrica atrás da mesma. Pela Terceira Lei de Newton, a força que a esfera imprime sobre o fluido deve ser a mesma que o fluido imprime sobre a esfera. Isso faz com que a esfera tenha um leve desvio lateral em sua trajetória. A Figura A.1 exemplifica as distorções de fluido explicadas acima.

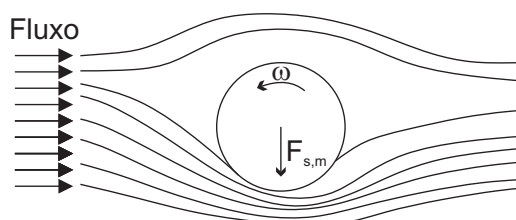


Figura A.1 – Representação do Efeito Magnus

A Equação (A.10) descreve matematicamente a força de sustentação. Dentro dos parênteses, o primeiro termo corresponde ao *lift* de Saffman e o segundo ao *lift* devido ao

efeito Magnus.

$$\mathbf{F}_s = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} [C_{ss} \cdot \boldsymbol{\omega}_\beta \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) + C_{sm} \cdot \boldsymbol{\omega}_p \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)] \quad (\text{A.10})$$

Na equação (A.9),  $C_{ss}$  e  $C_{sm}$  representam, respectivamente, o coeficiente de sustentação de Saffman e de Magnus. As velocidades angulares do fluido e da partícula são dadas por  $\boldsymbol{\omega}_\beta$  e  $\boldsymbol{\omega}_p$ .

Quando existe movimento relativo entre as fases no qual a aceleração de uma delas está presente, outro efeito, chamado de massa virtual se manifesta. Como explicado em De La Torre *et al.* (2013)), a resposta dinâmica de um corpo é diferente quando este se move no vácuo ou em um fluido e a causa dessa diferença é devido à massa virtual. Esse fenômeno é resultado da inércia do fluido na vizinhança do corpo quando este acelera (ou desacelera) no meio.

$$\mathbf{F}_{mv} = C_{mv} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} \frac{D}{Dt} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (\text{A.11})$$

Na Equação (A.11) o termo  $C_{mv}$  é chamado de coeficiente de massa virtual.

A força devido ao gradiente de pressão representa, segundo Cliff, Grace e Weber (1978), o esforço necessário para acelerar certa quantidade de fluido que ocuparia o mesmo volume ocupado pela partícula, se a mesma não estivesse presente. Tal força é dada pela Equação (A.12).

$$\mathbf{F}_{gp} = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\mathbf{u}_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) \quad (\text{A.12})$$

três meses academia Além dos efeitos já mencionados para o fluido, outros podem ser considerados quando do movimento de partículas, por exemplo:

- força eletromagnética: dependente da interação eletromagnética entre os componentes do escoamento;
- força de Basset: conhecida também como termo de memória, descreve o atraso do desenvolvimento da camada limite devido a mudanças na velocidade relativa de corpos se movendo em um fluido e depende do número de Reynolds da partícula;

Todas as forças aqui descritas podem agir sobre uma partícula e são contabilizadas no modelo DDPM (*Dense Discrete Phase Model*) através de sua inserção na equação da Segunda Lei de Newton para o movimento. Essa é a equação que descreverá o movimento da partícula.

# APÊNDICE B – SOLUÇÃO NUMÉRICA DO MODELO DDPM-DEM

O método dos volumes finitos proposto por Patankar (1980) é tomado quase como unanimidade em análises numéricas envolvendo problemas de mecânica dos fluidos e transferência de calor devido a sua capacidade de ser conservativo. Como não poderia ser diferente, o Ansys Fluent<sup>®</sup> também utiliza esse método que consiste na divisão do domínio do problema em um número finito de volumes de controle em que se realiza o balanço de fluxo de uma determinada variável.

Através do algoritmo de acoplamento pressão-velocidade PC-SIMPLE, é possível realizar a solução do problema. Sendo o escoamento estudado neste trabalho incompressível, a solução das equações se baseia no método de correção da pressão de forma segregada (encontrado no Ansys Fluent<sup>®</sup> como *Pressure-Based Solver*), proposto por Chorin (1968).

O algoritmo de solução calcula as equações de conservação através de um processo iterativo de forma sequencial e individual para cada variável. A rotina numérica pode ser resumida em sete passos realizados em todas as iterações  $i$  da rotina:

- I. Atualização das propriedades do fluido (considera-se  $\rho_\beta$  e  $\mu_\beta$  constantes);
- II. Solução da equação da quantidade de movimento  $u_{\beta,x}^{*i}$  e  $u_{\beta,y}^{*i}$ , utilizando os valores de pressão ( $p_\beta^{i-1}$ ) e fluxo de massa ( $J_F^{i-1}$ ) da iteração anterior;
- III. Solução da equação de correção de pressão ( $p_\beta^{\prime i}$ ), utilizando os valores de velocidades ( $u_{\beta,x}^{*i}$  e  $u_{\beta,y}^{*i}$ ) e fluxo de massa ( $J_F^{*i}$ ) obtidos no II;
- IV. Correção dos fluxos de massa ( $J_F^i$ ), campo de velocidades ( $u_{\beta,x}^{*i}$  e  $u_{\beta,y}^{*i}$ ) e pressão ( $p_\beta^{\prime i}$ ), utilizando a correção da pressão obtida no passo III;
- V. Solução das equações para as propriedades escalares adicionais ao equacionamento – não aplicável a este trabalho;
- VI. Atualização dos termos fontes da fase contínua devido a interação com outras fases ( $\mathbf{u}_p$ ,  $K_{p\beta}$ ,  $\mathbf{F}_{mv}$ ,  $\mathbf{F}_s$ ,  $\dot{m}_p$ ,  $\epsilon_\beta$  e  $\epsilon_p$ ), implicando na solução da fase discreta, utilizando os valores obtidos no passo IV;
- VII. Verificação de convergência e resíduos.

O fluxo de massa  $J_F$  corresponde ao produto entre a velocidade do fluido e sua massa específica. Tal fluxo é calculado em uma face  $F$  do volume de controle, que possui área  $A_F$ .

No passo II, as equações de conservação são convertidas em equações algébricas através do método dos volumes finitos. O método consiste em realizar uma integração da equação em um volume pré-determinado. De forma geral, as equações de conservação podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \varphi) = \nabla \cdot (\Gamma_{\varphi} \nabla \varphi) + S_{\varphi} \quad (\text{B.1})$$

A representação mostrada na Equação (B.1) mostra o equacionamento para o transporte de uma variável  $\varphi$ . O coeficiente de difusão  $\Gamma_{\varphi}$  e o termo fonte  $S_{\varphi}$  são associados a variável transportada. A integração sobre um volume de controle da equação (B.1) fornece:

$$\int_V \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \varphi) dV = \int_V \nabla \cdot (\Gamma_{\varphi} \nabla \varphi) dV + \int_V S_{\varphi} dV \quad (\text{B.2})$$

Que pode ser reescrita em função de integrais de superfície, representadas por uma área superficial  $\mathbf{A}$ , através do Teorema de Gauss (Teorema da divergência), em que se obtêm a Equação (B.3).

$$\int_V \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} \varphi d\mathbf{A} = \int_S \Gamma_{\varphi} \nabla \varphi d\mathbf{A} + \int_V S_{\varphi} dV \quad (\text{B.3})$$

Devido à sua capacidade de ser incondicionalmente estável em relação ao passo de tempo, a discretização temporal será realizada através do método implícito com precisão de primeira ordem. Além disso, existem restrições do programa Ansys Fluent® a outro sistema de discretização temporal, e.g., a discretização explícita só pode ser realizada com um modelo de correção de pressão baseado na densidade. A Equação (B.4) mostra a discretização no tempo da variável  $\varphi$ .

$$\varphi^{n+1} = \varphi^n + \Delta t F(\varphi_{viz}^{n+1}) \quad (\text{B.4})$$

Na Equação (B.4),  $n + 1$  representa o instante de tempo atual e  $n$ , o instante de tempo anterior.  $F(\varphi_{viz}^{n+1})$  é a função que incorpora as discretizações espaciais dos outros termos presentes na Equação (B.3) com relação aos volumes vizinhos de  $\varphi$ .

Sendo o fenômeno de transporte de partícula um problema de associado de difusão-convecção, a aplicação do método upwind de primeira ordem é indicada para a discretização espacial da variável  $\varphi$ , como discutido em Versteeg e Malalasekera (1995).

A avaliação dos gradientes presentes no fenômeno se faz necessária para determinar os termos de difusão, as derivadas das velocidades, bem como os valores de grandezas escalares nas faces dos volumes de controle. O método dos mínimos quadrados baseados no centro do volume de controle é utilizado em conjunto com o método de ortogonalização de Gram-Schmidt para decompor a matriz geométrica em cada volume de controle (FLUENT, 2012).



Aplicando a discretização para a equação da conservação da quantidade de movimento, pode-se obter o valor da velocidade do fluido através da equação já linearizada:

$$a_P u_i = \sum_{viz} a_{viz} u_{viz} + \sum_{faces} p_F |\mathbf{A}| \cdot e_F + S \quad (\text{B.5})$$

Na Equação (B.5) os coeficientes de linearização são dados por  $a_P$  e  $a_{viz}$  para o ponto de cálculo e seus vizinhos, respectivamente. O produto  $|\mathbf{A}| \cdot e_F$  representa a área do volume de controle na direção  $F$  em que a pressão  $p_F$  e o termo fonte  $S$  atuam sobre o volume de controle.

Para a solução da equação da pressão no passo III, deve-se, primeiramente, obter a discretização para a equação da conservação da massa, que resulta na expressão dada pela Equação (B.6).

$$\sum_{faces} J_F A_F = 0 \quad (\text{B.6})$$

A equação da pressão, ou de correção da pressão, é obtida através da combinação das equações Equação (B.5) e Equação (B.6) de modo que o campo de velocidades, corrigido pela pressão, atenda à equação da continuidade. Para tanto, os valores das velocidades devem ser interpolados para o centro do volume de controle. Uma das maneiras de se fazer a interpolação é através da média ponderada da quantidade de movimento baseada no coeficiente  $a_P$  da equação (B.5), assim como proposto por Rhie e Chow (1982). Utilizando-se o procedimento indicado, obtêm-se a equação para o fluxo de massa em função das pressões no centro do volume de controle em ambos os lados da face.

$$J_F = \hat{J}_F + \xi(p_{c0} - p_{c1}) \quad (\text{B.7})$$

O parâmetro  $\hat{J}_F$  na equação Equação (B.7) compreende a influência das velocidades e  $\xi$  é uma função média dos coeficientes de quantidade de movimento. A Equação (B.8) e Equação (B.9) define ambos os parâmetros, respectivamente.

$$\hat{J}_F = \rho \frac{a_{P,c0} u_{n,c0} + a_{P,c1} u_{n,c1}}{a_{p,c0} - a_{p,c1}} \quad (\text{B.8})$$

$$\xi = \xi_{a_p} \left[ 1 + \frac{(\Delta p|_{c0} x_0) - (\Delta p|_{c1} x_1)}{p_{c0} - p_{c1}} \right] \quad (\text{B.9})$$

Nas equações acima  $u_{n,c0}$  e  $u_{n,c1}$  representam a velocidade normal em ambos os lados da face F, localizadas no centro do volume de controle, que possui coordenadas  $x_0$  e  $x_1$ .

Dessa forma, é possível através do algoritmo PC-SIMPLE partir da Equação (B.7) para

determinar a equação de correção da pressão, dada por:

$$a_P p' = \sum_{viz} a_{viz} p'_{viz} + \sum_{faces} J_F^* A_F \quad (\text{B.10})$$

O fluxo de massa  $J_F^*$  pode ser entendido como uma estimativa e, por isso, não satisfaz a equação da conservação da massa. Sendo assim, ele deve ser corrigido através da Equação (B.11) com  $J'_F$  dado pela Equação (B.12).

$$J_F = J_F^* + J'_F \quad (\text{B.11})$$

$$J'_F = \xi(p'_{c0} - p'_{c1}) \quad (\text{B.12})$$

Para o passo IV, a solução da fase discreta se faz necessária. A discretização para a fase discreta já foi abordada anteriormente e é dada pela Equação (4.6) e Equação (4.7). Os passos para a solução acoplada das fases contínua e discreta são descritos a seguir:

- A. Solução da fase contínua para se obter o campo de velocidades do escoamento;
- B. Introdução da fase discreta através do cálculo das trajetórias das partículas;
- C. Atualização do campo de velocidades da fase contínua devido a inserção do termos de acoplamento advindos do passo B;
- D. Atualização das trajetórias das partículas devido à mudança no campo de velocidades da fase discreta no passo C;
- E. Repetição dos passos C e D até que a solução atinja o critério de convergência estabelecido.

Realizado os cálculos, armazena-se a solução da fase discreta no referencial lagrangiano do domínio e a influência das propriedades da partículas são aplicadas sobre os volumes de controle da malha computacional. Para realizar essa tarefa, o modelo DDPM utiliza uma técnica de distribuição dos valores (das variáveis DPM calculadas) com base nos nós dos volumes de controle da fase contínua, utilizando a técnica chamada de *Node Based Averaging* – média baseada nos nós, descrita no Apêndice C.

## APÊNDICE C – DISTRIBUIÇÃO COM BASE NA MÉDIA DOS NÓS

Conforme apontado anteriormente, o resultado dos cálculos das variáveis DPM das partículas são armazenadas nos nós do volume de controle através da técnica da baseada na média dos nós. Esta distribuição, segundo Fluent (2012), reduz a dependência da malha, aumentando a estabilidade numérica nas simulações que utilizam o acoplamento DDPM-DEM graças à suavização do efeito das partículas sobre a solução da fase contínua.

A média da variável  $\varphi$  -  $\bar{\varphi}_{no}$  - pode ser expressa através da Equação (C.1):

$$\bar{\varphi}_{no} = \sum_i^{parcelas} N_{p,i} w_i(x_p^i - x_{no}) \varphi_p \quad (C.1)$$

Dessa forma, pode-se entender o parâmetro  $\bar{\varphi}_{no}$  como o acúmulo da variável  $\varphi$  no nó da malha, referente a todas as parcelas  $i$ . Como já abordado, dentro do modelo DPM e DDPM, uma parcela pode representar várias partículas, sendo  $N_{p,i}$  o número de partículas em uma parcela. Para o modelo DEM, recomenda-se uma relação unitária de parcela-partícula, fazendo com que uma parcela represente uma partícula, evitando erros relacionados ao cálculo no momento da colisão. Ainda na Equação (C.1),  $w_i$  representa uma função de distribuição referente à posição das parcelas  $x_p^i$  e dos nós da malha  $x_{no}$ .

A função de distribuição  $w_i$  possui a habilidade de distribuir os efeitos da quantidade de movimento da partícula sobre os volumes de controle vizinhos ao que ela se encontra. Utilizar uma distribuição de Gauss vem se mostrando eficiente, conforme pode ser verificado nos trabalhos de Kaufmann *et al.* (2008) e Apte, Mahesh e Lundgren (2008). A definição de  $w_i$  através de uma distribuição de Gauss é dada pela Equação (C.2).

$$w_i(x_p^i - x_{no}) = \left(\frac{a}{\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{a|x_p^i - x_{no}|^2}{\Delta x_v^2}\right) \quad (C.2)$$

Na Equação (C.2) a representa a espessura desejada da gaussiana, i.e., como a distribuição se dará em torno do volume central. Por sua vez,  $\Delta x_v$  é o comprimento característico do volume de controle em que se encontra a parcela.

# APÊNDICE D – TESTES DE INFLUÊNCIA DE MALHA

Como descrito na seção 4.3, o modelo empregado possui restrições quanto ao tamanho do volume de controle utilizado. Para o teste de influência de malha na região do canal, os seguintes parâmetros de construção foram aplicados, como descrito em De Lai (2013):

Tabela D.1 – Parâmetros de construção de malha na região do canal fraturado

Direção, Região	VC	$\Delta(x, y)_1 [mm]$	$n_{r,1}$	$\Delta(x, y)_N [mm]$	$n_{r,N}$	$\Delta_{max} [mm]$
$x, CH$	40	0,500	1,2	0,500	1,2	1,253
$y, FR$	20	1,000	1,0	0,500	1,0	1,000
$y, DW$	50	0,500	1,1	7,175	1,0	7,175

Os parâmetros mostrados na Tabela D.1 foram mantidos fixos pois se referem a geometria do canal que não sofreu alterações neste trabalho, i.e., a largura do canal, o comprimento à jusante da fratura e a espessura da fratura. A largura do canal é mantida fixa pois é uma das dimensões padrão de um poço de óleo e gás. A espessura da fratura e o comprimento à jusante do canal são fixados para analisar um canal fraturado similar ao de De Lai (2013).

A geometria utilizada para os testes em questão são apresentadas na Tabela D.2.

Tabela D.2 – Configuração geométrica do canal fraturado utilizado

Região	Símbolo	Comprimento [m]
Montante da fratura	$h_{UP}$	1,800
Espessura da fratura	$e_{FR}$	0,010
Jusante da fratura	$h_{DW}$	0,225
Comprimento da fratura	$h_{FR}$	0,720

Para o comprimento à montante da fratura, optou-se por manter o mesmo parâmetro de construção analisado por De Lai (2013), indicado na Tabela D.3.

Tabela D.3 – Quantidade de volume de controle para  $y, UP$

Malha	VC	$\Delta(y)_1 [mm]$	$n_{r,1}$	$\Delta(y)_N [mm]$	$n_{r,N}$	$\Delta_{max} [mm]$
1	100	11,777				11,777
2	150	11,777				14,502
3	200	10,116	1	0,500	1,1	10,116
4	250	7,809				7,809

A alteração aqui fica referente à quantidade de volumes de controle necessários na direção  $y$ . Na Tabela D.3 abaixo, são mostradas as configurações utilizadas para cada

uma das malhas com  $\Delta(y)_1$  representando a dimensão do primeiro volume de controle na direção  $y$ ,  $n_{r,1}$  indica a razão de expansão da malha,  $\Delta(y)_N$  representa a dimensão do último volume de controle,  $n_{r,N}$  indica a razão de expansão da malha e  $\Delta_{max}$  mostra a dimensão do maior volume de controle na malha.

Para o teste em questão, com os volumes de controle indicados, não houve alterações significativas no perfil de velocidades - Figura D.1. O perfil de velocidades foi escolhido em  $y = 0,2$  pois é a região do plano de injeção de partículas e deve existir uma garantia de escoamento completamente desenvolvido nesta região.

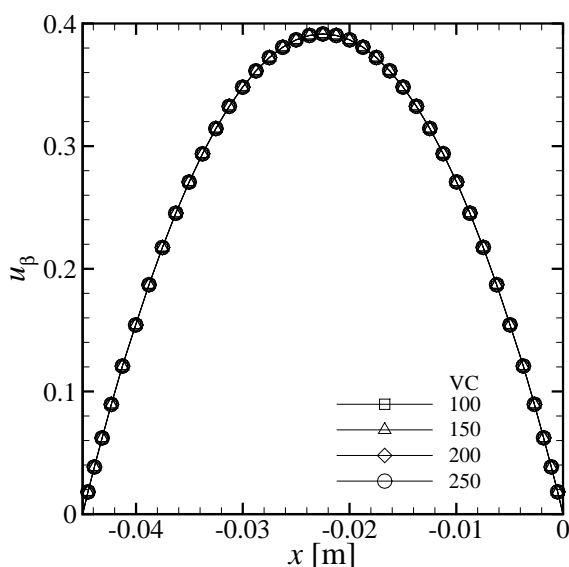


Figura D.1 – Perfis de velocidade para a região  $y = -0,2$ .

Os testes realizados indicam que a malha 1 pode ser utilizada. Sendo assim, na região do espaço anular, a malha utilizada é idêntica à de De Lai (2013).

Outra região que demanda estudo de influência de malha é a região da fratura. A fratura utilizada neste trabalho possui a mesma espessura daquela estudada em De Lai (2013), que verificou que a quantidade de volumes de controle na direção  $y$  da fratura pode ser fixada em 20 volumes.

Para a avaliação do comprimento da fratura, as seguintes configurações de malha, mostradas na Tabela D.4, foram utilizadas:

Tabela D.4 – Configuração das malhas utilizadas para o teste em  $x, FR$

Malha	VC	$\Delta(x)_1$ [mm]	$n_{r,1}$	$\Delta(x)_N$ [mm]	$n_{r,N}$	$\Delta_{max}$ [mm]
1	160			4,000	1,100	4,981
2	240			3,000	1,047	3,143
3	320	0,500	1,100	2,000	1,155	2,310
4	400			1,829	1,000	1,829
5	480			1,500	1,010	1,515
6	560			1,200	1,078	1,296

A comparação entre os campos de velocidade do fluido na região da fratura, apresentados na Figura D.2, mostra uma alteração quase insignificante da velocidade do fluido, em função da quantidade de volumes de controle utilizados em cada configuração.

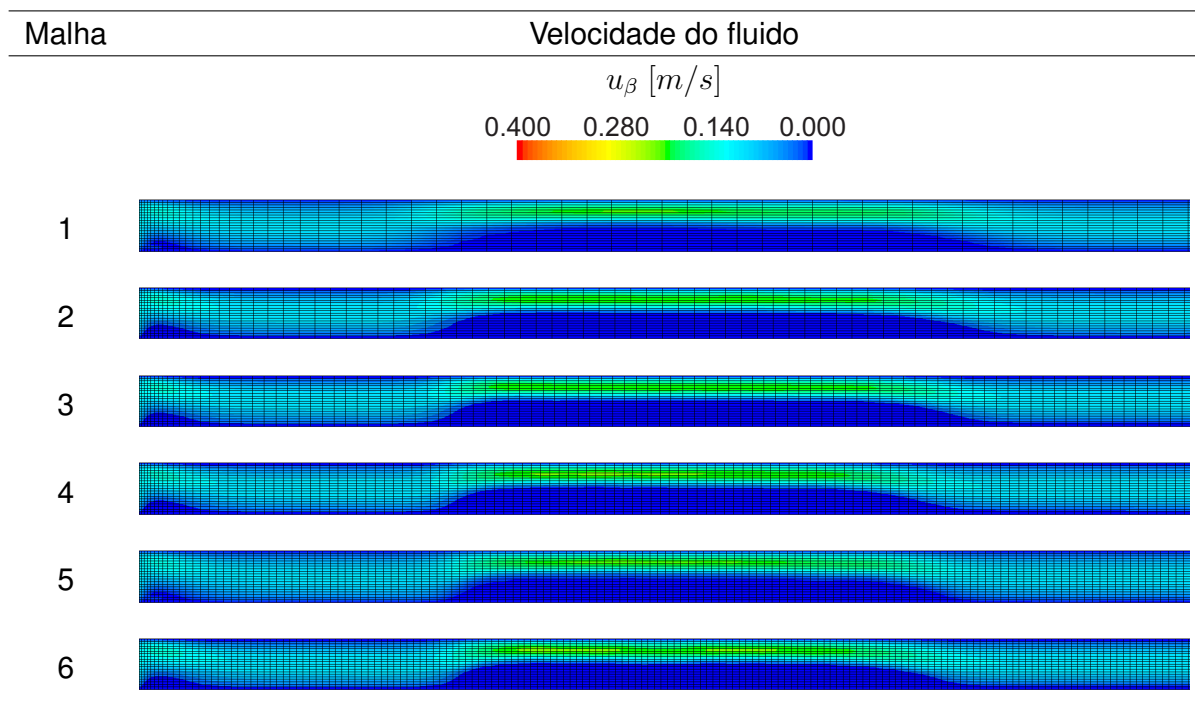


Figura D.2 – Velocidade do fluido em função da malha utilizada

A concentração de partículas na região da fratura é mostrada na Figura D.3.

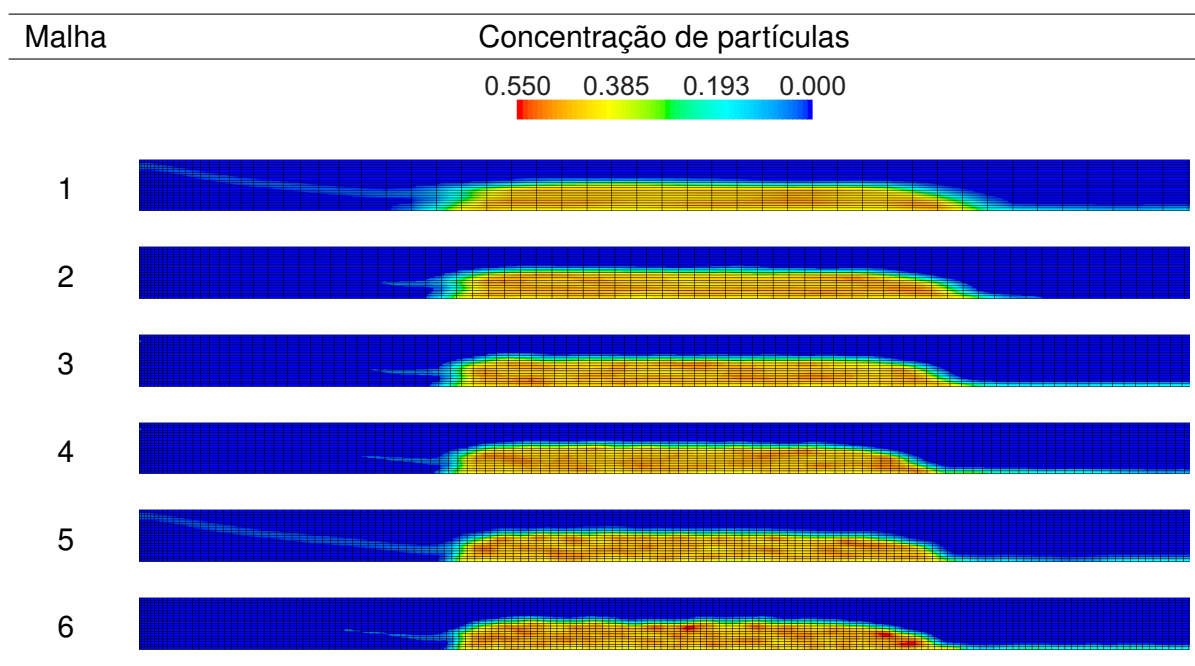


Figura D.3 – Concentração de partículas em função da malha utilizada

Como se observa na Figura D.3, existe um encurtamento do leito de partículas com o

aumento do volume de controle. A alteração no comprimento é visível até a malha 4, com as malhas 5 e 6 não mais apresentando variações significativas.

O leito de partículas é mostrado na Figura D.4 e evidencia com maior clareza a diferença no empacotamento no interior da fratura.

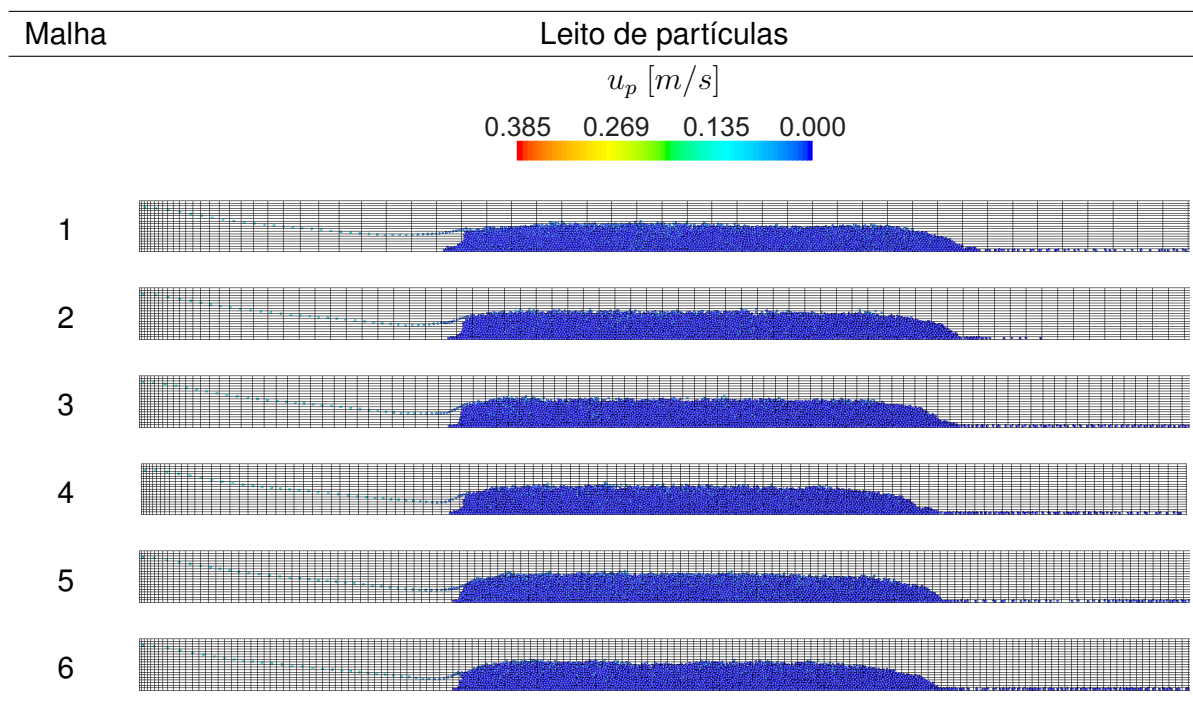


Figura D.4 – Posicionamento do leito de partículas em função da malha utilizada

Por fim, os monitores de vazão de fuga ( $Q_{fuga}$ ) e pressão na entrada do canal ( $p_{m,CH,i}$ ) são mostrados na Figura D.5.

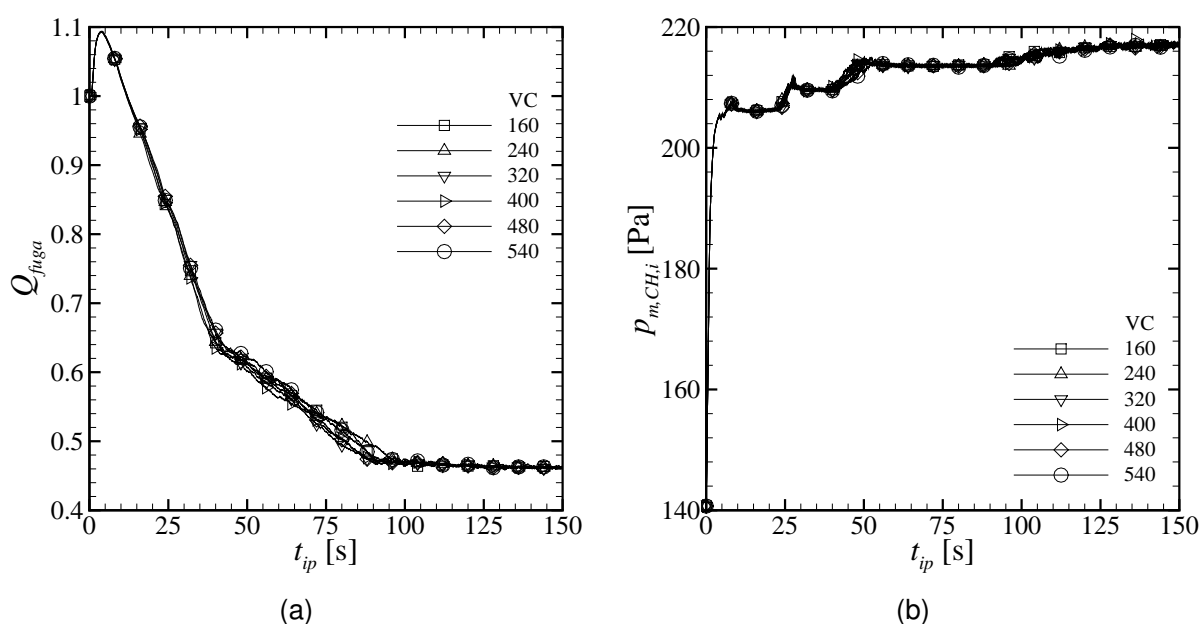


Figura D.5 – Monitoramento de (a)  $Q_{fuga}$  e (b)  $p_{m,CH,i}$  ao longo do tempo em função da malha utilizada

Como se pode observar, os valores finais em ambos os monitores se assemelham muito, com uma pequena variação durante o processo de preenchimento, causada pela aleatoriedade do movimento das partículas ao longo do canal. Desta forma, uma malha com 540 volumes na região da fratura pode ser utilizada.