



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

**FERNANDO CÉSAR DE LAI**

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO PARTICULADO PARA  
O PREENCHIMENTO DE CANAL FRATURADO**

**DISSERTAÇÃO**

**CURITIBA**  
**JUNHO – 2013**

FERNANDO CÉSAR DE LAI

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO PARTICULADO PARA  
O PREENCHIMENTO DE CANAL FRATURADO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial de aprovação.

Área de concentração: Engenharia Térmica

**Orientador:** Silvio L. M. Junqueira, Dr.

**Co-Orientador:** Admilson T. Franco, Dr.

CURITIBA  
JUNHO – 2013

---

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

---

D334 De Lai, Fernando César  
Simulação numérica do escoamento particulado para o preenchimento de canal fraturado / Fernando César De Lai. — 2013.  
xx, 201 f. : il. ; 30 cm

Orientador: Silvio Luiz de Mello Junqueira.

Coorientador: Admilson Teixeira Franco.

Dissertação (Mestrado) – Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Curitiba, 2013.

Bibliografia: f. 148-152.

1. Poços de petróleo – Perfuração – Fratura. 2. Escoamento monofásico. 3. Escoamento bifásico. 4. Dinâmica dos fluidos. 5. Partículas (Física, química, etc.). 6. Modelos matemáticos. 7. Métodos de simulação. 8. Engenharia mecânica – Dissertações. I. Junqueira, Silvio Luiz de Mello, orient. II. Franco, Admilson Teixeira, coorient. III. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. IV. Título.

CDD (22. ed.) 620.1

---

Biblioteca Central da UTFPR, Campus Curitiba

## **TERMO DE APROVAÇÃO**

FERNANDO CÉSAR DE LAI

### **SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO PARTICULADO PARA O PREENCHIMENTO DE CANAL FRATURADO**

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. Giuseppe Pintaúde, Dr.  
Coordenador do Programa

#### **Banca Examinadora**

---

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

---

Prof. Christian J. L. Hermes, Dr.  
PGMEC/UFPR

---

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

---

Prof. André L. Martins, Dr.  
CENPES/PETROBRAS

---

Prof. Rigoberto E. M. Morales, Dr.  
PPGEM/UTFPR

Curitiba, 21 de junho de 2013



*À minha família:  
Vera, Dourival, Thiago e Patricia;  
e ao meu amigo Daniel Gerelus (in memoriam).*

## AGRADECIMENTOS

A meus pais Dourival e Vera Lucia, não apenas pelo amor, dedicação e suporte, mas também pelo exemplo de vida, como pessoas de bem, em que me espelho para viver.

À minha amada e companheira Patrícia, a qual agradeço a Deus pela união nesta jornada, responsável pela alegria, felicidade e amor presentes na minha vida.

A meu irmão Thiago pela amizade, parceria e afeto, que são fundamentais para a minha vida.

Aos meus amigos e colegas pela agradável convivência ao longo desta etapa da minha vida. Em especial, ao meu amigo Daniel (*in memoriam*), o qual tive a oportunidade de conviver e aprender uma simples lição: aproveitar a vida!

Aos professores Silvio Junqueira e Admilson Franco pela orientação, oportunidade e confiança para desenvolver este trabalho.

Aos membros da banca André Martins, Christian Hermes e Rigoberto Morales pelas sugestões e críticas construtivas que contribuíram no desenvolvimento deste projeto.

Ao engenheiro João Aguirre da empresa ESSS, pela ajuda, suporte e experiência transmitida em etapas primordiais deste trabalho.

Ao programa Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais – PPGEM– da Universidade Tecnológica Federal do Paraná – UTFPR – e aos demais professores que proporcionam uma formação profissional de qualidade.

Ao Laboratório de Ciências Térmicas – LACIT – pelas instalações, estrutura e oportunidade fornecida para este projeto, com o apoio e parceria da PETROBRAS.

DE LAI, Fernando César. **Simulação numérica do escoamento particulado para o preenchimento de canal fraturado**. Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 201 p., 2013.

## RESUMO

No processo de perfuração, a perda de fluido para o reservatório é um dos principais fenômenos que podem comprometer a produtividade do poço. A eventual presença de fraturas, combinadas aos elevados gradientes de pressão, no conjunto poço-reservatório, intensifica o fenômeno de invasão de fluido. Quando não previsto, este fenômeno deve ser controlado de forma a restabelecer a circulação no poço. Neste trabalho, o controle da invasão de fluido é realizado através do processo de injeção de partículas sólidas para vedação das fraturas. A simulação numérica do problema investigado é dividida em duas partes, diferenciadas pelo tipo de escoamento no canal fraturado: escoamento monofásico de fluido, para a análise do fenômeno de invasão; e escoamento bifásico líquido-sólido, para o processo de preenchimento da fratura com material particulado. A formulação matemática e a modelagem numérica para o escoamento particulado são representadas por uma abordagem Euler-Lagrange. A solução acoplada das fases discreta (partículas) e contínua (fluido) é realizada através da combinação dos modelos *Dense Discrete Phase Model* (DDPM) e *Discrete Element Method* (DEM), disponíveis no programa ANSYS FLUENT. O preenchimento das fraturas é caracterizado pela análise do tempo de injeção (no canal) e formato do leito fixo (na fratura) das partículas. Esta caracterização é obtida através da variação dos parâmetros principais de injeção das partículas, que influenciam a concentração de partículas no interior do canal. Resultados mostram o efeito da variação da concentração de sólidos da fase particulada para diferentes parâmetros de monitoramento, sendo os principais a vazão de fluido pela saída da fratura, a pressão da mistura na entrada do canal e a concentração de partículas injetadas no canal.

**Palavras-chave:** Escoamento particulado, Canal fraturado, DDPM, DEM

DE LAI, Fernando César. **Numerical simulation of particulated flow for filling of fractured channel**. Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 201 p., 2013.

## ABSTRACT

During the drilling process, the fluid loss to formation is one of the most important players that affect the productivity of the well. When combined with high pressure gradients at the wellbore-reservoir interface, fractures may eventually magnify the invasion phenomenon. These phenomena, when not predicted, must be controlled to restore the wellbore circulation. In this work, the fluid invasion is managed by injecting solid particles with the drilling fluid to obturate the fracture. The numerical simulation of the problem here investigated is divided in two parts, concerning the type of flow in the channel: monophasic fluid flow, to analyze the invasion phenomenon and two-phase flow (fluid and particles), to filling process of the fracture with particulated material. The mathematical formulation and numerical modeling are represented via an Euler-Lagrange approach. Coupled solution of discrete (particles) and continuum (fluid) phases is performed by combining the models *Dense Discrete Phase Model* (DDPM) and *Discrete Element Method* (DEM) available in ANSYS FLUENT. The filling of the fractures is characterized by analyzing the injection time (in the channel) and the format of the fixed bed (in the fracture) of the particles. This characterization is obtained by the variation of the main parameters for the particles injection that influence the concentration of particles within the channel. The results show the effect of varying the concentration of the solid particle phase for different monitoring parameters. The main parameters are the fluid flow rate through the outlet of the fracture the pressure of the mixture in the inlet of the channel and the concentration of particles injected into the channel.

**Keywords:** Particulated flow, Fractured channel, DDPM, DEM

## SUMÁRIO

RESUMO.....	v
ABSTRACT .....	vi
SUMÁRIO.....	vii
LISTA DE FIGURAS .....	x
LISTA DE TABELAS .....	xiv
NOMENCLATURA .....	xv
<b>1. INTRODUÇÃO</b>	<b>21</b>
1.1. Caracterização do problema .....	23
1.2. Revisão da literatura.....	26
1.3. Objetivos do trabalho.....	30
1.4. Organização do trabalho .....	31
<b>2. ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO</b>	<b>33</b>
2.1. Sistemas multifásicos .....	33
2.2. Definições e fundamentos .....	34
2.2.1. Fração volumétrica .....	34
2.2.2. Espaçamento das partículas.....	35
2.2.3. Número de Stokes .....	36
2.2.4. Acoplamento entre fases .....	38
2.3. Regimes de transporte .....	39
2.4. Padrões de escoamento particulado .....	40
2.5. Abordagens para sistemas particulados.....	44
<b>3. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA</b>	<b>46</b>
3.1. Formulação do problema.....	46
3.1.1. Condições de contorno e iniciais .....	50
3.2. Equações de conservação .....	52
3.2.1. Fase contínua: fluido.....	52
3.2.2. Fase discreta: partículas.....	54
3.3. Síntese do Capítulo 3 .....	61
<b>4. MODELO NUMÉRICO</b>	<b>63</b>
4.1. Estratégia de solução do problema .....	63

4.2.	Modelo do escoamento particulado.....	64
4.2.1.	Modelo de Fase Discreta - DPM.....	64
4.2.2.	Modelo de Fase Discreta Densa - DDPM.....	67
4.2.3.	Método de Elemento Discreto - DEM .....	72
4.2.4.	Síntese das equações do modelo DDPM-DEM.....	77
4.3.	Solução acoplada do modelo DDPM-DEM.....	78
4.3.1.	Distribuição com base na média dos nós .....	83
4.4.	Parâmetros numéricos do modelo DDPM-DEM .....	84
4.4.1.	Passo de tempo .....	84
4.4.2.	Injeção das partículas .....	86
<b>5.</b>	<b>PROBLEMAS DE VERIFICAÇÃO</b>	<b>89</b>
5.1.	Velocidade terminal da partícula .....	89
5.2.	Sedimentação de partículas .....	92
5.3.	Leito fluidizado .....	96
5.4.	Escoamento horizontal estratificado.....	101
<b>6.</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>	<b>107</b>
6.1.	Parâmetros do problema .....	107
6.2.	Fenômeno de invasão do canal fraturado .....	110
6.3.	Testes preliminares .....	113
6.4.	Processo de preenchimento da fratura.....	114
6.5.	Influência dos parâmetros de injeção .....	125
6.5.1.	Número de pontos de injeção de partículas .....	125
6.5.2.	Passo de tempo da injeção de partículas.....	129
6.5.3.	Razão de massa específica.....	132
6.5.4.	Diâmetro da partícula.....	136
6.6.	Síntese do efeito dos parâmetros sobre a concentração .....	139
<b>7.</b>	<b>CONCLUSÕES</b>	<b>144</b>
7.1.	Sugestões para trabalhos futuros.....	145
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>148</b>
	<b>APÊNDICE A. VISTAS DO CANAL FRATURADO</b>	<b>153</b>
	<b>APÊNDICE B. MODELOS PARA O COEFICIENTE DE ARRASTO</b>	<b>154</b>

<b>APÊNDICE C. PARÂMETROS DA SOLUÇÃO NUMÉRICA DDPM-DEM</b>	<b>157</b>
<b>APÊNDICE D. TESTE DE MALHA PRELIMINAR: FENÔMENO DE INVASÃO</b>	<b>158</b>
<b>APÊNDICE E. TESTES PRELIMINARES</b>	<b>163</b>
E.1. Malha computacional.....	164
E.2. Dimensão do volume unitário .....	169
E.3. Comprimento de saída do canal.....	172
E.4. Passo de tempo da fase discreta .....	176
E.5. Constante de rigidez da partícula .....	179
E.6. Coeficiente de restituição .....	185
E.7. Coeficiente de atrito tangencial .....	188
E.8. Posição da superfície de injeção das partículas.....	190
E.9. Comprimento da superfície de injeção das partículas.....	193
E.10. Modelo de arrasto.....	196
E.11. Forças de interação.....	199

## LISTA DE FIGURAS

- Figura 1.1. Representação esquemática do conjunto poço-reservatório com uma fratura discreta: (a) corte longitudinal e (b) corte da seção transversal. 24
- Figura 1.2. Representação esquemática das etapas do processo de preenchimento de uma fratura ao longo do tempo. 25
- Figura 2.1. Representação das formas de interação de uma partícula para os diferentes tipos de acoplamento entre as fases: (a) Uma-via; (b) duas-vias; (c) três-vias; (d) quatro-vias (Adaptado de: LOTH, 2010) 38
- Figura 2.2. Diagrama de classificação do tipo de acoplamento da fase dispersa em função do espaçamento ( $L_p / d_p$ ) e fração volumétrica ( $\varepsilon_p$ ) das partículas. 39
- Figura 2.3. Tipos de regimes viscosos para transporte de materiais particulados (Adaptado de: DARTEVELLE, 2003). 40
- Figura 2.4. Padrões de fluidização de partículas: (a) leito fixo; (b) fluidização homogênea; (c) fluidização borbulhante; (d) fluidização turbulenta; (e) fluidização rápida ou transporte pneumático (Adaptado de: KUNII e LAVENSPIEL, 1989) 41
- Figura 2.5. Padrões de escoamento horizontal particulados: (a) escoamento suspenso; (b) escoamento suspenso com leito móvel; (c) escoamento suspenso com leitos móvel e fixo (Adaptado de: OLIVEIRA *et al.*, 2012). 42
- Figura 2.6. Fração volumétrica para diferentes formas de empacotamentos regulares, considerando os tipos: (a) cúbico; (b) ortorrômbico; (c) hexagonal; (d) tetragonal; (e) romboédrico-piramidal; (f) romboédrico-hexagonal (Adaptado de: MARTINS, 2006). 43
- Figura 2.7. Representação das abordagens para escoamentos particulados em função das escalas das partículas e do fluido: (a) escala microscópica com escoamento individual envolta de partículas discretas; (b) escala mesoscópica: fluido contínuo e partículas discretas; (c) escala mesoscópica: fluido e partículas como fases contínuas com interface; (d) escala macroscópica com escoamento contínuo unidimensional. 44
- Figura 3.1. Idealização da geometria e escala do plano de fratura em relação ao poço vertical. 47
- Figura 3.2. Representação simplificada do canal fraturado: (a) regiões; (b) parâmetros geométricos e condições de contorno. 47
- Figura 3.3. Etapas para caracterização do fenômeno de invasão e processo de injeção de partículas para o canal fraturado. 49
- Figura 4.1. Representação esquemática: (a) contato normal amortecido devido a deformação linear; (b) contato com deslocamento tangencial devido ao atrito. 73



Figura 5.1. Velocidade terminal para $d_p = 0,5[\text{mm}]$ e $\rho_p = 2560[\text{kg m}^{-3}]$ (caso1): (a) teste do passo de tempo da partícula; (b) verificação com resultados experimental e numérico.	90
Figura 5.2. Velocidade terminal para $d_p = 0,8[\text{mm}]$ e $\rho_p = 7710[\text{kg m}^{-3}]$ (caso2): (a) teste do passo de tempo da partícula; (b) verificação com resultados experimental e numérico.	90
Figura 5.3. Teste do passo de tempo em relação a velocidade terminal para a partícula do caso padrão do processo de preenchimento.	92
Figura 5.4. Geometria e condições de contorno para a sedimentação das partículas.	93
Figura 5.5. Trajetória das partículas no processo de sedimentação para o ar.	94
Figura 5.6. Trajetória das partículas no processo de sedimentação para a água.	95
Figura 5.7. Parâmetros de monitoramento para o problema de sedimentação: (a) ar; (b) água.	96
Figura 5.8. Geometria e condições de contorno para o escoamento em leito fluidizado.	97
Figura 5.9. Trajetória das partículas no processo de fluidização para $U_\beta = 0,5 [\text{ms}^{-1}]$ .	98
Figura 5.10. Verificação para o problema de leito fluidizado ( $U_\beta = 0,5 [\text{ms}^{-1}]$ ): (a) fração volumétrica máxima; (b) pressão média da mistura na superfície de entrada.	99
Figura 5.11. Trajetória das partículas no processo de fluidização para $U_\beta = 1,0 [\text{m s}^{-1}]$ .	100
Figura 5.12. Parâmetros de monitoramento para a velocidade de entrada do leito fluidizado.	100
Figura 5.13. Geometria e condições de contorno para o escoamento horizontal estratificado.	101
Figura 5.14. Comparação da trajetória das partículas ao longo do tempo para o problema de escoamento horizontal estratificado: (a) caso1; (b) caso2.	103
Figura 5.15. Verificação da evolução da altura do leito estratificado de partículas, $x = 0,2$ (caso1), em função do número de partículas injetadas no canal.	103
Figura 5.16. Verificação do perfil de velocidade da fase discreta das partículas, na posição da altura de leito fixo máxima: $x = 0,5$ (OLIVEIRA Jr. <i>et al.</i> , 2012) e $x = 0,2$ (presente estudo).	104
Figura 5.17. Comparação do perfil de velocidade da fase discreta das partículas em diferentes posições do canal ( $t_{ip} = 9,0 \text{ s}$ ): (a) caso1; (b) caso2.	105
Figura 5.18. Comparação dos casos 1 e 2, para o escoamento líquido-sólido horizontal estratificado, em função dos parâmetros de monitoramento.	106
Figura 6.1. Resultados para a variação da vazão de fuga ( $Re = 250$ ).	111
Figura 6.2. Resultados para a variação do número de Reynolds ( $Q_{fuga} = 10\%$ ).	112

- Figura 6.3. Início do processo de preenchimento (vista4): (a) trajetória das partículas, colorida em função da velocidade da partícula; (b) perfil da velocidade do fluido. 116
- Figura 6.4. Resultados da trajetória das partículas, coloridas em função de  $u_p$ , para diferentes vistas: (a)  $t_{ip} = 3s$ ; (b)  $t_{ip} = 6s$ . 117
- Figura 6.5. Continuação do processo de preenchimento (vista4): (a) trajetória das partículas; (b) perfil da velocidade do fluido. 119
- Figura 6.6. Resultados para a vista3 (CF-DW): (a) trajetória das partículas; (b) perfil da velocidade do fluido. 120
- Figura 6.7. Final do processo de preenchimento (vista4): (a) trajetória das partículas; (b) perfil da velocidade do fluido. 122
- Figura 6.8. Parâmetros de monitoramento ao longo do processo de preenchimento para a configuração padrão de injeção. 124
- Figura 6.9. Comparação do processo de preenchimento para a trajetória das partículas (vista4): (a)  $n_{IP} = 20$  (b)  $n_{IP} = 40$ . 127
- Figura 6.10. Parâmetros de monitoramento para a variação do número de pontos de injeção. 128
- Figura 6.11. Comparação do processo de preenchimento para a trajetória das partículas (vista4): (a)  $\Delta t_{IP} = 1,5 \times 10^{-2}$  (b)  $\Delta t_{IP} = 3,0 \times 10^{-2}$ . 130
- Figura 6.12. Parâmetros de monitoramento para a variação do passo de tempo de injeção. 131
- Figura 6.13. Comparação do processo de preenchimento para a trajetória das partículas (vista4): (a)  $\rho_{p/\beta} = 1,75$ ; (b)  $\rho_{p/\beta} = 2,25$ . 134
- Figura 6.14. Parâmetros de monitoramento para a variação da razão de massa específica partícula-fluido. 135
- Figura 6.15. Comparação do processo de preenchimento para a trajetória das partículas (vista4): (a)  $d_p = 0,50$  [mm]; (b)  $d_p = 0,75$  [mm]. 137
- Figura 6.16. Parâmetros de monitoramento para a variação do diâmetro da partícula. 138
- Figura 6.17. Comparação da concentração de partículas no canal fraturado ao longo do processo de preenchimento. 140
- Figura 6.18. Comparação da vazão de fuga na saída da fratura ao longo do processo de preenchimento. 140
- Figura 6.19. Comparação da pressão na entrada do canal ao longo do processo de preenchimento. 141

**Figura 6.20. Comparação do processo de preenchimento para os parâmetros principais de injeção (vista4): (a)  $t_{ip} = 10\text{s}$ ; (b)  $t_{ip} = 30\text{s}$  .**

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1. Equações de conservação simplificadas para as etapas (a, b e c) da Figura 3.3.	62
Tabela 4.1. Expressões para as forças que atuam sobre a fase discreta das partículas.	70
Tabela 4.2. Propriedades e parâmetros para o processo de injeção das partículas.	86
Tabela 5.1. Resultados para a verificação da velocidade terminal da partícula.	91
Tabela 5.2. Propriedades e parâmetros para o problema de sedimentação de partículas.	93
Tabela 5.3. Propriedades e parâmetros para o problema de leito fluidizado.	97
Tabela 5.4. Propriedades e parâmetros para o problema de escoamento em uma fenda.	102
Tabela 6.1. Parâmetros geométricos do canal fraturado	108
Tabela 6.2. Parâmetros de monitoramento do processo de preenchimento das fraturas.	109
Tabela 6.3. Parâmetros do fenômeno de invasão.	110
Tabela 6.4. Parâmetros secundários investigados no problema.	113
Tabela 6.5. Parâmetros principais de injeção para o processo de preenchimento.	114
Tabela 6.6. Parâmetros e propriedades do processo de injeção para o preenchimento da configuração padrão.	114
Tabela 6.7. Valores dos parâmetros secundários para o processo de preenchimento.	115
Tabela 6.8. Parâmetros principais de injeção para o processo de preenchimento.	125
Tabela 6.9. Parâmetros e propriedades para a variação do número de pontos de injeção.	126
Tabela 6.10. Parâmetros e propriedades para a variação do passo de tempo da injeção de partículas.	129
Tabela 6.11. Parâmetros e propriedades da variação da razão de massa específica partícula-fluido.	132
Tabela 6.12. Parâmetros e propriedades para a variação do diâmetro da partícula.	136
Tabela 6.13. Parâmetros principais de injeção para os casos simulados.	139

## NOMENCLATURA

### LISTA DE SIGLAS E ACRÔNIMOS

CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DDPM	<i>Dense Discrete Phase Model</i>
DEM	<i>Discrete Element Method</i>
DNS	<i>Direct Numeric Simulation</i>
DPM	<i>Discrete Phase Model</i>
LACIT	Laboratório de Ciências Térmicas
PC-SIMPLE	<i>Phase Coupled SIMPLE</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná

### LISTA DE SÍMBOLOS

#### Letras Latinas

$a$	Coeficiente de linearização	-
$a$	Fator de distribuição gaussiana	-
$\mathbf{a}_p$	Vetor de aceleração da partícula	$[m/s^2]$
$A$	Área	$[m^2]$
$\mathbf{A}$	Vetor de área de superfície	$[m^2]$
$C_D$	Coeficiente de arrasto da partícula	-
$C_e$	Concentração efetiva	-
$C_{lm}$	Coeficiente de sustentação de Magnus	-
$C_{ls}$	Coeficiente de sustentação de Saffman	-
$C_{vm}$	Coeficiente de massa virtual	-
$d_f$	Função da média dos coeficientes de linearização	$[m]$
$d_{ij}$	Tensor de deformação	-
$d_p$	Diâmetro da partícula	$[m]$

$D/Dt$	Operador derivada material	-
$e$	Coeficiente de restituição	-
$e_{FR}$	Espessura da fratura	$[m]$
$e_{IP}$	Espaçamento dos pontos de injeção	$[m]$
$\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_j, \mathbf{e}_k$	Versores unitários	-
$E$	Módulo de elasticidade da partícula	$[N/m^2]$
$E_{\%}$	Erro percentual relativo	-
$f$	Função do coeficiente de arrasto	-
$f_{col}$	Frequência de colisão das partículas	$[1/s]$
$\mathbf{F}$	Vetor de força	$[N]$
$g$	Aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
$\mathbf{g}$	Vetor da aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
$h$	Largura, altura, comprimento	$[m]$
$I_p$	Momento de inércia da partícula	$[kg/m^2]$
$J$	Fluxo de massa por unidade de área	$[kg/m^2 \cdot s]$
$\hat{J}$	Parâmetro com as velocidades dos volumes de controle	$[kg/m^2 \cdot s]$
$K$	Termo de acoplamento entre as fases	$[kg/s]$
$K$	Constante de rigidez da partícula	$[N/m]$
$l$	Comprimento	$[m]$
$L_C$	Comprimento característico do domínio	$[m]$
$L_p$	Espaçamento entre as partículas	$[m]$
$m$	Massa	$[kg]$
$\dot{m}$	Vazão mássica	$[kg/s]$
$n_{IP}$	Número de pontos de injeção	-
$n_r$	Fator de refino geométrico da malha	-
$\mathbf{n}$	Vetor unitário na direção normal	-
$N_p$	Número de partículas	-
$p$	Fase discreta das partículas	-
$p$	Pressão	$[Pa]$
$q$	Vazão mássica	$[kg/s]$

$Q$	Vazão adimensional	-
$Q_{fuga}$	Vazão de fuga pela saída da fratura	-
$r_p$	Raio da partícula	$[m]$
$Re$	Número de Reynolds da fase contínua de fluido	-
$Re_p$	Número de Reynolds da partícula	-
$s_l$	Parâmetro de salto do fator de atrito	-
$S$	Termo fonte	-
$St_D$	Número de Stokes	-
$S$	Superfície	-
$t$	Tempo	$[s]$
$t_{ip}$	Tempo de injeção das partículas	$[s]$
$\mathbf{t}$	Vetor unitário na direção tangencial	-
$\mathbf{T}_p$	Torque	$[N \cdot m]$
$u$	Velocidade	$[m/s]$
$u_{\beta,C}$	Velocidade característica do fluido	$[m/s]$
$u_{p,t}$	Velocidade terminal da partícula	$[m/s]$
$\mathbf{u}$	Vetor de velocidade	$[m/s]$
$\mathbf{u}$	Vetor de velocidade relativa	$[m/s]$
$U$	Velocidade média	$[m/s]$
$U_g$	Velocidade de deslizamento para o coeficiente de atrito	$[m/s]$
$U_l$	Velocidade limite para o coeficiente de atrito	$[m/s]$
$U$	Velocidade adimensional	-
$V$	Volume	$[m^3]$
$VC$	Volumes de controle	-
$w_k$	Função de ponderação	-
$x, y, z$	Coordenadas	$[m]$
$\mathbf{x}_p$	Vetor de posição da partícula	$[m]$
$X$	Coordenada adimensional em relação ao canal	-
$Y$	Coordenada adimensional em relação a fratura	-
$Z_{FR}$	Profundidade da fratura	$[m]$

## Letras Gregas

$\alpha$	Fase	
$\beta$	Fase contínua do fluido	-
$\delta$	Sobreposição	[m]
$\Delta_{\max}$	Maior comprimento do volume de controle	[m]
$\Delta p_{fuga}$	Gradiente de pressão de fuga	[Pa]
$\Delta t$	Passo de tempo	[s]
$\Delta t_{\delta}$	Escala de tempo de sobreposição máxima de colisão	[s]
$\Delta t_{\eta}$	Escala de tempo da colisão perfeitamente elástica	[s]
$\Delta t_{IP}$	Passo de tempo de injeção das partículas	[s]
$\Delta t_{Ra}$	Escala de tempo de Rayleigh	[s]
$\Delta x$	Comprimento horizontal dos volumes de controle	[m]
$\Delta x_V$	Comprimento característico do VC que contém uma parcela	[m]
$\Delta y$	Comprimento vertical dos volumes de controle	[m]
$\varepsilon$	Fração volumétrica	-
$\varepsilon_{\delta}$	Fração do diâmetro para sobreposição	-
$\varphi$	Variável	-
$\Gamma$	Coeficiente de difusão térmica	-
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação média	-
$\eta$	Coeficiente de amortecimento	[kg/s]
$\mu$	Viscosidade dinâmica	[kg/m·s]
$\mu_a$	Coeficiente de atrito	-
$\mu_g$	Coeficiente de atrito de deslizamento	-
$\mu_l$	Coeficiente de atrito limite	-
$\mu_r$	Coeficiente de atrito de rolamento	-
$\mu_s$	Coeficiente de atrito estático	-
$\nu$	Viscosidade cinemática	[m <sup>2</sup> /s]
$\nu$	Coeficiente de Poisson	-
$\Theta_{cal}$	Valor calculado	-
$\Theta_{ref}$	Valor de referência	-



$\rho$	Massa específica	$[kg/m^3]$
$\rho_e$	Massa específica efetiva	$[kg/m^3]$
$\rho_{p/\beta}$	Razão entre as massas específicas	-
$\tau$	Tempo característico	$[s]$
$\tau_{col}$	Tempo de colisão entre as partículas	$[s]$
$\tau_d$	Constante de tempo para a aceleração de arrasto	$[s]$
$\tau_p$	Tempo de resposta da partícula	$[s]$
$\tau_F$	Tempo de resposta característico do fluido	$[s]$
$\omega$	Vetor de velocidade angular	$[rad/s]$

### Subscritos

$\alpha$	Fase
$av$	Média
$\beta$	Fluido
$b$	Corpo
$by$	Empuxo
$c$	Contato
$ci$	Centroide do volume de controle
CH	Região livre do canal
$d$	Arrasto
$D$	Domínio
$DPM$	Fase discreta
$dw$	Superfície inferior da região DW
DW	Região a jusante da fratura
$f$	Face do volume de controle
FR	Região da fratura
$fuga$	Fuga de fluido pela saída da fratura
$g$	Gravidade
$gb$	Gravidade e empuxo
$i$	Entrada
$i, j, k$	Índices

IP	Região da superfície de injeção
$ip$	Injeção de partículas
$k$	Parcela
$ld$	Superfície em uma posição de velocidade desenvolvida
$lf$	Sustentação
$lm$	Sustentação de Magnus
$ls$	Sustentação de Saffman
$m$	Mistura (fluido e partículas)
max	Máximo
$n$	Normal
$nb$	Vizinhos
$nó$	Nó da malha computacional
$o$	Saída
$p$	Partícula
$pg$	Gradiente de pressão
$s$	Superfície
$t$	Tangencial
TR	Região de transição da fratura
$up$	Superfície superior da região UP
UP	Região a montante da fratura
$vm$	Massa virtual
$w$	Parede
$x, y, z$	Direção das coordenadas
Z	Região na direção $z$ do canal

### Sobrescritos

$\varphi^i$	Iteração
$\varphi^n$	Instante de tempo
$\varphi^*$	Valor inicial
$\varphi'$	Valor corrigido

## 1. INTRODUÇÃO

Fenômenos de transporte envolvendo escoamentos particulados estão presentes na natureza e em diversos processos industriais. Crowe *et al.* (1998), Peker e Helvaci (2008) e Loth (2010) destacam diferentes aplicações tecnológicas, que podem ser encontradas na indústria têxtil (filtragem de partículas), construção civil (composição estrutural de materiais e isolamento de edificações), indústria de alimentos (transporte pneumático e armazenamento de grãos), área biomédica (respiração pulmonar, circulação capilar e absorção de medicamentos pelas vias aéreas), engenharia química (catalisadores para redução de poluentes), engenharia mecânica (transporte hidráulico, sinterização de partículas e filtragem acústica), engenharia ambiental (purificação de água e conversores catalíticos para controlar a emissão de fuligem em veículos), hidrogeologia (escoamento e percolação de água e minerais) e na engenharia do petróleo (processos de refino de petróleo, perfuração, produção e recuperação de reservatórios).

Particularmente para escoamentos através de reservatórios de água, gás ou óleo, é possível observar a presença de diferentes constituintes nestas formações, quase sempre, heterogêneas. A formação geológica de um reservatório é geralmente constituída por uma matriz fixa (substrato composto por rochas e/ou solo), a qual pode apresentar, eventualmente, a presença de descontinuidades (fraturas). A principal característica dos meios fraturados é o escoamento preferencial através das redes de fraturas (DIETRICH *et al.*, 2005), que atuam como condutores hidráulicos, dependendo das características geométricas (e.g., quantidade, forma, orientação) das fraturas.

Em reservatórios de petróleo, sabe-se que o óleo e o gás natural são originalmente produzidos por rochas geradoras, que posteriormente migram por efeitos de capilaridade e forças de empuxo para a rocha reservatório (CORDAZZO, 2006). A extração destes constituintes envolve diferentes etapas e processos (e.g., perfuração, fraturamento artificial, produção), nos quais se faz presente o escoamento de diferentes tipos de fluidos, que quase sempre interagem com a presença de determinados tipos de material particulado (e.g., areia, cascalhos, polímeros, cerâmicas), referentes a cada aplicação.

No processo de produção do petróleo a presença de fraturas se torna muitas vezes favorável, ajudando o escoamento dos constituintes (e.g., óleo, água, gás)

armazenados no reservatório para o poço produtor. Por isso, o fraturamento artificial (e.g., canhoneio, fraturamento hidráulico ou químico) de reservatórios é um método muito utilizado, que consiste na geração e propagação de fraturas para permitir a orientação de regiões de escoamento preferencial, facilitando o processo de produção dos constituintes (ECONOMIDES e NOLTE, 2000).

Na grande parte dos processos de fraturamento artificial, depois de gerada a fratura, é realizada a injeção de uma solução particulada que penetra pelas fraturas e se propaga na direção do reservatório. Esta solução é uma mistura de água, partículas (e.g., areia, polímeros) e reagentes químicos que formam ramificações (micro-fendas), ao longo das fraturas, que são sustentadas por partículas de granulometria selecionada para proporcionar regiões de maior permeabilidade nas imediações das fraturas (SMITH e SHLYAPOBERSKY, 2000).

Outro fenômeno comum no processo de produção é a presença de partículas (e.g., areia e/ou partes da região fraturada), proveniente de formações inconsolidadas (fácil fragmentação). A presença destas partículas indesejadas, no poço produtor, acarreta diferentes problemas de erosão e deposição em equipamentos. Uma alternativa de solução empregada é a operação conhecida como *Gravel-Packing*. Esta técnica consiste no preenchimento das regiões fraturadas e da região anular do poço (formado entre as paredes do poço e as telas de produção) com grande concentração de material particulado (e.g., areia, cerâmica) de granulometria selecionada. A função destas partículas (de pequena granulometria e alta permeabilidade) é reter a produção das partículas indesejadas do reservatório e, ao mesmo tempo, permitir o fluxo apenas de fluido da região anular (que possui uma malha fina) para a coluna produtora (SAUCIER, 1974).

No processo de perfuração são utilizados diferentes tipos de fluidos, que estão constantemente interagindo com a formação porosa, permitindo a possível percolação do fluido de perfuração para o reservatório. Considerando os elevados gradientes de pressão, a eventual presença de fraturas no reservatório pode ser inconveniente, podendo originar uma produção não-controlada de constituintes (fenômeno de influxo, i.e., escoamento de petróleo para o poço) ou perdas significativas de fluido de perfuração (fenômeno de invasão, i.e., escoamento de fluido para o reservatório), devido ao escoamento preferencial proporcionado pelas fraturas. Estes fenômenos comprometem a produtividade do poço, assim como os tempos de recuperação dos reservatórios. Por isso, diferentes métodos de controle são utilizados para bloquear o

fluxo de fluidos que entra ou sai do conjunto poço-reservatório, sendo um deles o processo de injeção de partículas sólidas para vedação das fraturas (CIVAN, 2002).

Tendo em vista os diferentes problemas inerentes na engenharia de petróleo, observa-se a importância que envolve o estudo de escoamentos particulados. Neste trabalho, a proposta central do estudo é investigar um método de controle para o fenômeno de invasão em reservatórios fraturados, através do processo de injeção de partículas, visando a retomada da circulação do fluido no processo de perfuração.

### 1.1. Caracterização do problema

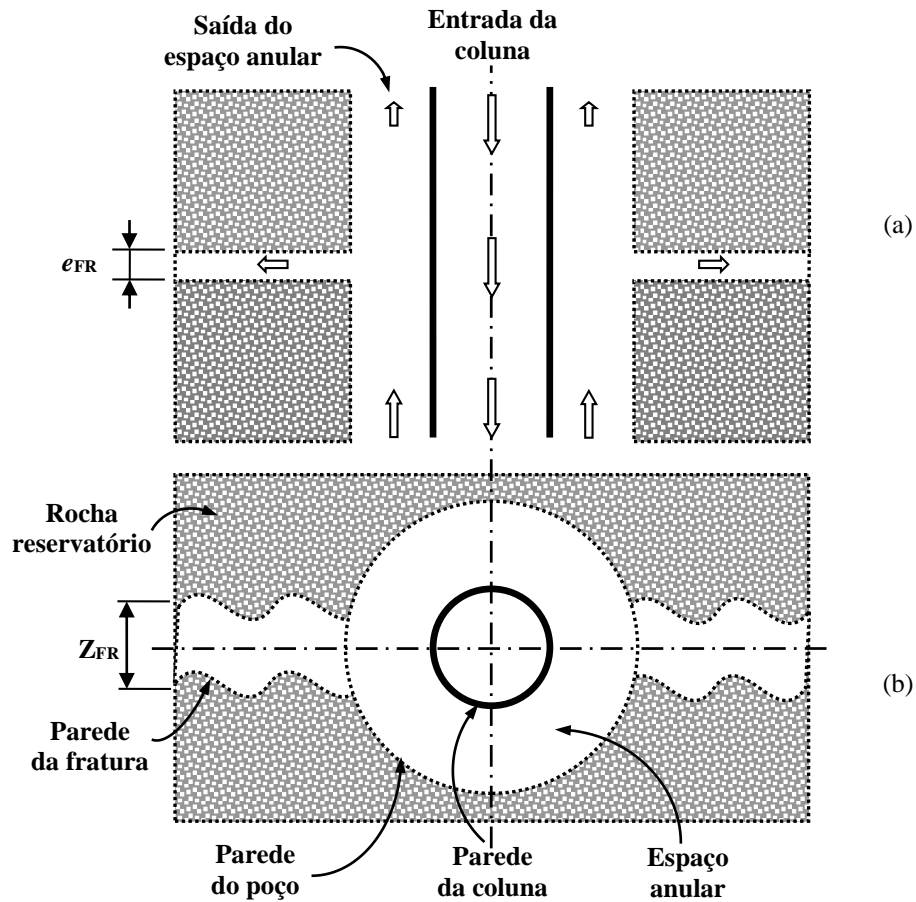
Conforme exposto, no processo de perfuração, a perda de fluido para o reservatório é um dos principais fenômenos que influencia na produtividade do poço. A eventual presença de fraturas, no conjunto poço-reservatório, intensifica o fenômeno de invasão.

A Figura 1.1 mostra esquematicamente o conjunto poço-reservatório, referente a um processo de perfuração vertical, com a presença de um plano de fratura horizontal, ilustrados para dois planos de corte: (a) longitudinal e (b) transversal. Na Figura 1.1.(a) é possível observar a espessura da fratura ( $e_{FR}$ ), que representa a descontinuidade na direção axial do poço. Na Figura 1.1.(b) observa-se a profundidade da fratura ( $Z_{FR}$ ), que pode ser representada pelo ângulo ocupado por um plano de fratura em uma seção transversal do poço.

Este problema envolve a injeção de fluido pelo interior da coluna do poço, que retorna pelo espaço anular, compreendido pela coluna e parede do poço, na qual o fluido escoava livremente. O reservatório possui uma descontinuidade (fratura), que apresenta um gradiente de pressão, em relação ao canal livre, suficiente para existir a fuga do escoamento para o interior do reservatório.

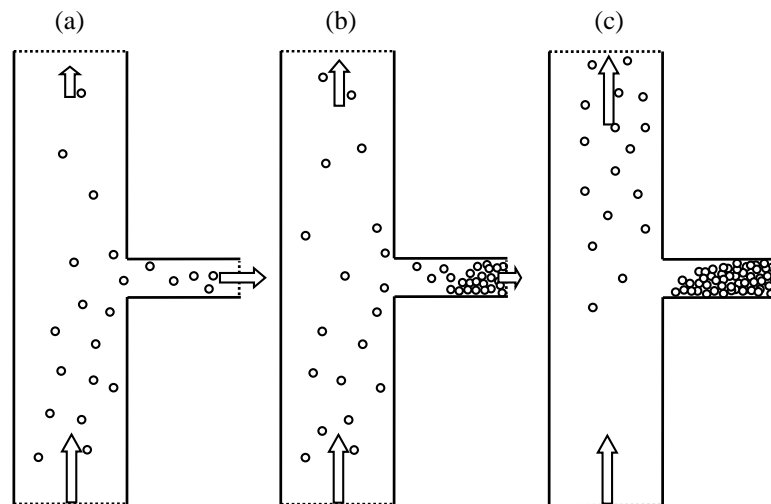
Neste trabalho, o controle da invasão de fluido no reservatório é realizado através do processo de injeção de fluido com partículas sólidas, pelo interior da coluna do poço, para a vedação das fraturas. A Figura 1.2 ilustra o processo de preenchimento de uma fratura com material particulado. A injeção de partículas que se procede pelo interior da coluna de perfuração, é observada apenas na entrada da região do espaço anular do poço. A caracterização do fenômeno de invasão é utilizada como condição inicial de operação para o processo de injeção de material particulado,

visando uma solução para este problema. Com isso, o fluido que entra na região da fratura carrega as partículas para seu interior, devido ao gradiente de pressão imposto, permitindo o processo de preenchimento completo ou parcial da fratura.



**Figura 1.1. Representação esquemática do conjunto poço-reservatório com uma fratura discreta: (a) corte longitudinal e (b) corte da seção transversal.**

Na Figura 1.2.(a) observa-se o início do processo de preenchimento, na qual as primeiras partículas são carregadas pelo fluido para o interior da fratura, devido aos gradientes de velocidade e pressão presentes na região de entrada da fratura. Na sequência, a Figura 1.2.(b) ilustra o início da formação de um leito fixo (meio poroso), devido ao empacotamento das partículas, na região de saída da fratura, gerando uma resistência a passagem do escoamento, reduzindo a vazão de fuga de fluido pela fratura. Por fim, a Figura 1.2.(c) caracteriza o preenchimento parcial ou total da fratura, suficiente para equilibrar a diferença de perda de carga gerada pelo gradiente de pressão imposto entre a saída da fratura e a saída do canal livre, restabelecendo o escoamento preferencial no espaço anular e indicando a parada de injeção de material particulado.



**Figura 1.2. Representação esquemática das etapas do processo de preenchimento de uma fratura ao longo do tempo.**

Na Figura 1.2, embora a representação seja esquemática, é possível identificar, em primeira análise, diferentes padrões de escoamento líquido-sólido. A região livre do canal apresenta um escoamento vertical homogêneo (fluidizado), com baixa concentração de partículas. Por outro lado, na região da fratura, observa-se um escoamento horizontal heterogêneo (estratificado) com a formação de leito fixo ao longo do processo de preenchimento. Em resumo, a trajetória das partículas é influenciada pela interação do fluido que carrega as partículas, pelas colisões entre as próprias partículas e com as superfícies do domínio, assim como as condições de contorno impostas pelo fenômeno de invasão do canal fraturado. A descrição completa dos padrões de escoamento líquido-sólido é apresentada na Seção 2.4.

Tendo em vista a complexidade do escoamento líquido-sólido, observa-se o desafio intrínseco frente ao objetivo de simulá-los numericamente, principalmente devido à modelagem para representar as diferentes interações entre as fases que regem o problema. Dentro deste contexto, o presente trabalho investiga dois problemas complementares, diferenciando-se pelo tipo de escoamento: i) monofásico, que representa o fenômeno de invasão no conjunto poço-reservatório fraturado; ii) bifásico líquido-sólido, que caracteriza o processo de preenchimento da fratura com partículas.

## 1.2. Revisão da literatura

Nesta seção é apresentada uma visão geral dos principais trabalhos da literatura que estão relacionados com o contexto do problema proposto e que contribuíram para a compreensão e desenvolvimento do presente estudo. Estes trabalhos são descritos de forma sucinta, sendo que discussões mais detalhadas, quando necessárias, são abordadas na sequência dos capítulos.

A revisão dos trabalhos, nesta seção, é feita em função de diferentes características do problema, a exemplo dos tipos de fenômenos de determinados processos abordados (e.g., fenômeno de invasão em reservatórios, influxo de petróleo, carreamento de cascalhos, *gravel paking*), regimes de escoamento investigado (e.g., leitos fluidizados, sedimentação, escoamentos estratificados, escoamento em leitos fixos), abordagem considerada na solução do problema (direta, euleriana, lagrangeana), assim como os modelos utilizados para representar o escoamento particulado (e.g., Euler granular, DNS, DPM, DDPM, CFD-DEM).

Considerando o problema de invasão, Martins (2004) apresentou um estudo numérico e experimental relacionado ao fenômeno de invasão de fluido através de reservatórios porosos consolidados, sem a presença de fraturas. Neste trabalho o controle da invasão de fluidos é feita através da utilização de diferentes soluções poliméricas que apresentam uma determinada resistência ao escoar através do meio poroso. Diferentes parâmetros referentes ao fenômeno são considerados, fornecendo uma solução alternativa à injeção de material particulado para o controle da fuga de fluido.

Dias (2010) abordou o fenômeno da invasão para o escoamento de fluido em um canal parcialmente poroso com a presença de uma fratura discreta, caracterizando a fuga preferencial do escoamento. Diferentes parâmetros geométricos do canal e dinâmicos do escoamento e do meio poroso são considerados. Outro aspecto de interesse neste trabalho é a consideração da condição de contorno para a saída da fratura, que possui uma pressão prescrita nula, fornecendo um gradiente de pressão em relação ao canal livre.

Andreatta *et al.* (2012) corroborou os resultados de Dias (2010), considerando uma geometria semelhante, apresentando diferentes condições de contorno para a pressão do reservatório e saída da fratura, caracterizando o fenômeno de invasão



para múltiplas fraturas discretas no reservatório poroso através de parâmetros geométricos, a exemplo do espaçamento e espessura das fraturas.

O escoamento em reservatórios fraturados também foi abordado por Grof *et al.* (2009), que investigaram o fenômeno de produção indesejada de partículas no interior do poço de produção. Este problema aborda o desprendimento de partículas provenientes de formações porosas inconsolidadas no interior das fraturas, caracterizando as forças de coesão entre aglomerados de partículas para domínios reduzidos da região da fratura. Outro aspecto deste estudo é em relação ao modelo numérico acoplado CFD-DEM, utilizado para representação das forças de interações das partículas.

Considerando os estudos que contemplam o escoamento com partículas sólidas, vale ressaltar a quantidade significativa de trabalhos. Zhu *et al.* (2008) fornece uma extensa revisão da literatura, abordando diferentes problemas encontrados, a exemplo de escoamentos através de empacotamento de partículas, escoamento de granulares em misturadores, escoamentos em leitos fluidizados, processos de separadores de partículas, escoamentos com transporte horizontal pneumático, entre outros. Outro aspecto de interesse neste trabalho é a utilização do modelo DEM, como método de interação de colisão entre as partículas, na presença ou não de fase contínua de fluido.

Glowinski *et al.* (2001) utilizou a simulação numérica direta (DNS) para a verificação da velocidade terminal para diferentes propriedades do fluido e partícula, comparando as principais diferenças para problemas com duas e três dimensões. Estes resultados são fundamentais para a compreensão da dinâmica e das principais forças que atuam sobre uma partícula isolada.

Wachs (2009) também utilizou a simulação numérica direta para abordar diferentes configurações para o problema de sedimentação de partículas em meios líquidos, caracterizando os diferentes padrões encontrados em relação ao formato e aglomeração da fase dispersa.

Cho *et al.* (2005) apresentam a simulação numérica direta para o escoamento horizontal de partículas em um canal, caracterizando as diferentes interações da fase discreta em relação ao aumento da concentração de sólidos no canal. Neste trabalho, o padrão de escoamento horizontal identificado não apresenta estratificação de camadas de partículas, apresentando padrões com escoamento suspenso homogêneo e heterogêneo.

Mezhericher *et al.* (2011) também investiga o escoamento horizontal suspenso, variando uma ampla faixa de concentração de injeção de partículas, constatando diferentes padrões de escoamentos horizontais. Outro aspecto de interesse neste trabalho é a comparação dos modelos numéricos utilizados para representar a fase discreta. Resultados mostram as principais diferenças da influência das forças de interação de colisão para o modelo DPM, do programa ANSYS FLUENT (FLUENT, 2012), em comparação com o acoplamento CFD-DEM de outro programa.

Sakai e Koshizuka (2009) apresentam o estudo para o transporte pneumático de partícula em dutos horizontais, caracterizando os diferentes padrões em relação ao leito inicial de partículas carregadas. O modelo utilizado para representar a interação das partículas é o DEM.

Garg *et al.* (2012) apresentam diferentes problemas da literatura, para a utilização do acoplamento CFD-DEM, a exemplo de problemas envolvendo a verificação da velocidade terminal da partícula em queda livre e em escoamento vertical. Resultados apontam as principais diferenças em relação a simulação numérica direta.

Chiesa *et al.* (2005) contemplam os estudos para o problema com escoamento em leitos fluidizados. Dentre os diversos trabalhos que abordam este tipo de problema, devido à significativa variedade de configurações existentes, este trabalho se diferencia por apresentar a comparação dos resultados para duas abordagens numéricas de representação da fase particulada: euleriana e lagrangeana. Para o modelo Euler-Lagrange é utilizado o acoplamento DPM-DEM para a interação de colisão das partículas. Os resultados para os dois modelos são adicionalmente comparados com resultados experimentais do problema.

Hoomans (2000) também investiga o problema de escoamento fluidizado, destacando-se pela comparação dos tipos de métodos de colisão do modelo DEM: esferas rígidas (*hard spheres*) e amortecidas (*soft spheres*), caracterizando as principais diferenças dos dois métodos em comparação com resultados experimentais, assim como a comparação em relação a problemas com duas e três dimensões. Outro aspecto de interesse neste trabalho é em relação à descrição e discussão numérica do método de esferas amortecidas, fornecendo parâmetros e análises importantes em relação a estabilidade e divergências numéricas encontradas neste tipo de método de colisão.

Considerando os problemas com escoamento horizontais com a presença de estratificação de camadas de partículas, podem ser destacados os processos de carregamento de cascalhos, presentes em processos de perfuração de poços. Martins (1990) estudou este problema com fluido não newtoniano, para a previsão da perda de carga gerada na formação de leito em dutos horizontais e inclinados. Costa (2006) também estudou a formação de leitos no processo de perfuração com geração de cascalhos, caracterizando as oscilações de pressões com a formação do leito para o escoamento transiente horizontal e quase horizontal.

Oliveira Jr. *et al.* (2009) abordam o processo de *gravel packing*, através do escoamento particulado em um canal de seção retangular, caracterizando o processo de injeção de material particulado para o preenchimento de um canal. Resultados são apresentados para uma abordagem lagrangeana, através do modelo acoplado DDPM-DEM, utilizando os programas ANSYS FLUENT (FLUENT, 2012) e EDEM (EDEM, 2009).

Souza *et al.* (2009) utilizaram o mesmo modelo acoplado CFD-DEM do trabalho de Oliveira Jr. *et al.* (2009), para representar a fase discreta das partículas. Neste trabalho é investigado o problema de perfuração de um poço acoplado a uma fenda, i.e., fratura, com condições de contorno para representar um fenômeno de invasão. Este fenômeno é solucionado através da injeção de material particulado para o preenchimento da fenda, analisando os diferentes parâmetros do processo, principalmente a perda de carga através da fenda devido ao empacotamento das partículas.

Oliveira Jr. *et al.* (2012) também considera o fenômeno de invasão através de uma fenda, fornecendo o processo de injeção de material particulado para o preenchimento da fenda. Resultados mostram a comparação para diferentes abordagens de representação da fase discreta das partículas: euleriana (modelo Euler Granular) e lagrangeana (acoplamento DDPM-DEM). Ambas as abordagens contemplam as interações de colisão das partículas. Para o modelo Euler Granular as colisões são representadas pela teoria cinética granular e para o modelo acoplado CFD-DEM pelo método de esferas amortecidas (*soft spheres*). A investigação fornece as principais diferenças observadas para o leito de partículas empacotadas, devido ao diferente método de colisão entre as partículas.

Com o objetivo de corroborar os estudos sobre o fenômeno de invasão e, principalmente, sobre escoamento particulados, o presente trabalho contempla o

problema de invasão de fluido através de um canal com uma fratura discreta. A injeção de partículas no canal fraturado é utilizada como uma alternativa de solução do problema de invasão feita através do preenchimento e vedação da fratura com material particulado. Conforme exposto na Seção 1.1, o escoamento particulado, investigado no problema, apresenta diferentes regimes e padrões da mistura líquido-sólido para determinadas regiões do canal fraturado. Na região livre do canal pode ser observado um padrão de escoamento vertical fluidizado homogêneo e/ou heterogêneo, com baixa concentração de partículas em relação à região da fratura, que por sua vez, apresenta um escoamento horizontal estratificado com a formação de leito fixo devido ao empacotamento das partículas.

Para representar os diferentes padrões de escoamento líquido-sólido é utilizada uma abordagem lagrangeana para a fase discreta das partículas. Uma das principais diferenças, do presente trabalho, é a forma de combinação dos modelos CFD-DEM que não necessita de acoplamento entre dois programas computacionais, sendo o programa ANSYS FLUENT (FLUENT, 2012) utilizado para a solução tanto do escoamento, quanto do cálculo das forças e trajetórias da fase discreta particulada. Vale ressaltar que a incorporação do modelo DEM é recente no programa ANSYS FLUENT, resultando para o atual trabalho numa modelagem, dos parâmetros numéricos, diferente da encontrada na literatura.

### 1.3. Objetivos do trabalho

Neste trabalho, propõe-se modelar e simular numericamente o escoamento líquido-sólido em um canal com a presença de uma fratura discreta, caracterizando o processo de preenchimento e vedação da fratura com partículas sólidas.

Para tanto, o escoamento líquido-sólido é representado por uma abordagem lagrangeana, através da solução acoplada das fases discreta (partículas) e contínua (fluido), provenientes da combinação dos modelos *Dense Discrete Phase Model* (DDPM) e *Discrete Element Method* (DEM), disponíveis no programa ANSYS FLUENT.

O preenchimento das fraturas com material particulado é caracterizado pelo tempo do processo de injeção das partículas, necessário para a vedação parcial ou total da fratura, analisada pelo formato e concentração do leito fixo de partículas. Esta caracterização é obtida pela análise do efeito da variação dos parâmetros principais

de injeção das partículas, em relação aos parâmetros do regime de escoamento e geométricos do canal. Resultados mostram a influência da variação da concentração de sólido da fase particulada (parâmetros de injeção das partículas) e propriedades entre as fases contínua (fluido) e discreta (partículas). O processo de injeção das partículas no canal é monitorado ao longo do tempo através de diferentes parâmetros (vazão, pressão, concentração), para cada fase no interior do canal fraturado, sendo os principais a vazão de fuga pela saída da fratura, pressão da mistura na entrada do canal e concentração de partículas injetadas no canal.

#### **1.4. Organização do trabalho**

O conteúdo deste trabalho está dividido em sete capítulos, incluindo este capítulo introdutório, que apresenta o contexto e os objetivos para o estudo do escoamento particulado em um canal fraturado. Com base na formulação proposta é apresentada uma revisão da literatura com os principais trabalhos relacionados com o problema a ser investigado.

O Capítulo 2 apresenta a fundamentação teórica para o escoamento líquido-sólido, expondo algumas definições e informações para a melhor compreensão e desenvolvimento do atual estudo.

No Capítulo 3 é desenvolvida a formulação matemática do problema. As equações de conservação são apresentadas para a fase contínua do fluido e discreta das partículas. Hipóteses simplificadoras, assim como condições de contorno e iniciais, são fornecidas para o problema.

O objetivo do Capítulo 4 é mostrar as características e conceitos, referentes ao método de solução numérico e a técnica baseada na dinâmica dos fluidos computacional, utilizadas no programa ANSYS FLUENT. Neste capítulo são abordados os modelos e condições numéricas necessárias para a simulação do problema proposto.

No Capítulo 5 é feita a verificação do modelo numérico utilizado. Resultados são apresentados para quatro problemas encontrados na literatura: i) velocidade terminal da partícula; ii) sedimentação de partículas; iii) leito fluidizado; iv) escoamento horizontal estratificado. Estes resultados fornecem algumas das caracterização presentes nos regimes de transporte verificados na solução do escoamento particulado do canal fraturado.

No Capítulo 6 são apresentados os resultados das simulações numéricas do escoamento particulado no canal fraturado, caracterizando o processo de preenchimento e vedação das fraturas.

Por fim, o Capítulo 7 resume as principais conclusões do trabalho, assim como sugere diferentes oportunidades e perspectivas para a continuidade dos atuais estudos e para o desenvolvimento de trabalhos futuros.

## 2. ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO

Neste capítulo são apresentadas algumas definições e informações, referentes ao escoamento líquido-sólido, para a compreensão e desenvolvimento do presente trabalho.

### 2.1. Sistemas multifásicos

Na literatura encontram-se diferentes formas de definição para sistemas multifásicos, principalmente quando considerados os padrões de escoamento (e.g., dispersos, separados, concentrados, segregados, precipitados, estratificados), caracterizados pelas diferentes interações entre as fases.

De forma geral, os sistemas multifásicos de interesse para o presente trabalho são para a subclasse denominada como dispersa, que pode ser definida como uma mistura de duas ou mais fases imiscíveis, na qual ao menos uma fase é contínua (líquida ou gasosa), e se encontra em constante interação com uma fase dispersa (partículas, bolhas, gotas), que por sua vez se encontra de forma desconectada e imersa na fase contínua, delimitada através de interfaces.

Considerando a restrição mínima para se definir um sistema multifásico disperso, i.e., a presença de duas fases, pode-se encontrar basicamente quatro tipos de combinação de fases.

- Escoamentos líquido-líquido;
- Escoamentos líquido-gás;
- Escoamentos gás-sólido;
- Escoamentos líquido-sólido;

Neste trabalho, o foco do estudo é considerado para o escoamento bifásico líquido-sólido, o qual possui a fase contínua como líquida e a fase dispersa constituída por partículas sólidas.

Este tipo de sistema multifásico, geralmente complexo, apresenta um grande número de fatores que rege o comportamento do escoamento (e.g., tamanho, forma, massa específica e concentração das partículas, propriedades do fluido, características geométricas do domínio e do regime de escoamento), dando origem a diferentes regimes e padrões de transporte do material particulado.

Desta forma, diferentes formulações matemáticas e modelagens numéricas podem ser utilizadas para representar o acoplamento das fases fluida e sólida. A caracterização dos padrões de escoamento do problema físico é essencial para a escolha da abordagem e do modelo, para a correta representação do escoamento particulado. Outro detalhe importante depende das características do regime da fase contínua do escoamento, que influencia a velocidade relativa entre as fases, assim como a concentração de sólidos no domínio, resultando em modelagens específicas para o efeito de cada padrão de escoamento encontrado.

## 2.2. Definições e fundamentos

Neste trabalho, o escoamento particulado considera uma quantidade significativa de partículas, fazendo-se necessária a definição de alguns parâmetros de quantificação da fase dispersa. Um dos principais parâmetros para a classificação é a concentração da fase dispersa em relação à fase contínua, que proporciona diferentes formas de interações entre as duas fases (GIDASPOW, 1994).

Os sistemas particulados podem ser classificados, basicamente, em sistemas diluídos e densos. Nos sistemas diluídos (baixa concentração de partículas) a atenção é dirigida à fase particulada, uma vez que as partículas estão suficientemente distantes umas das outras, podendo ser desprezados os efeitos de interações entre as próprias partículas, e o estudo das possíveis interações sólido-fluido tem por base o que acontece em uma partícula isolada. Por outro lado, para sistemas densos (alta concentração de partículas), cujas partículas interagem com maior frequência, é necessária uma abordagem que represente as possíveis colisões entre as partículas.

Na sequência desta seção, são apresentadas algumas definições e parâmetros essenciais para a caracterização e classificação dos regimes de transporte e padrões de escoamento líquido-sólido.

### 2.2.1. Fração volumétrica

A fração volumétrica ( $\varepsilon_\alpha$ ) de uma determinada fase  $\alpha$  é definida pelo volume ocupado pela fase  $\alpha$  ( $V_\alpha$ ) em relação ao volume local da mistura ( $V_m$ ), expressa por (LOTH, 2010):



$$\varepsilon_\alpha = \frac{1}{V_m} \int_{V_\alpha} dV = \frac{V_\alpha}{V_m} \quad (2.1)$$

Para o presente trabalho, são definidas duas frações volumétricas, para a fase contínua de fluido ( $\beta$ ) e fase dispersa das partículas ( $p$ ), respectivamente expressas por:

$$\varepsilon_\beta = \frac{V_\beta}{V_m} = \frac{V_\beta}{V_\beta + V_p} \quad (2.2)$$

$$\varepsilon_p = \frac{V_p}{V_m} = \frac{V_p}{V_\beta + V_p} \quad (2.3)$$

sendo  $V_\beta$  o volume ocupado pelo fluido em  $V_m$ , e  $V_p = \sum_{k=1}^{N_{p,V_m}} V_{p,k}$  o volume de todas as partículas no interior de  $V_m$ , sendo  $N_{p,V_m}$  o número de partículas no interior de  $V_m$  e  $V_{p,k}$  o volume de uma única partícula. Considerando uma partícula esférica, o volume é definido por:

$$V_{p,1} = \frac{\pi}{6} d_p^3 \quad (2.4)$$

sendo  $d_p$  o diâmetro da partícula.

A soma das frações volumétricas, de cada fase, em um determinado volume local  $V_m$ , deve verificar a unidade:

$$\sum \varepsilon_\alpha = \varepsilon_\beta + \varepsilon_p = 1 \quad (2.5)$$

### 2.2.2. Espaçamento das partículas

O espaçamento médio entre as partículas ( $L_p / d_p$ ) é um dos principais parâmetros de análise, na influência das interações entre as fases, para classificar um determinado padrão de escoamento particulado. Uma estimativa para este espaçamento é fornecida por Crowe *et al.* (1998), expressa por:

$$\frac{L_p}{d_p} = \left( \frac{\pi}{6} \frac{1 + (C_e / \rho_{p/\beta})}{(C_e / \rho_{p/\beta})} \right)^{1/3} \quad (2.6)$$

sendo  $C_e$  a concentração efetiva da fase dispersa em relação a fase contínua e  $\rho_{p/\beta}$  a razão entre as massas específicas das fases dispersa e contínua.  $\rho_{p/\beta}$  e  $C_e$  são expressos, respectivamente, por:

$$\rho_{p/\beta} = \frac{\rho_p}{\rho_\beta} \quad (2.7)$$

$$C_e = \frac{\rho_{e,p}}{\rho_{e,\beta}} = \frac{\varepsilon_p \rho_p}{\varepsilon_\beta \rho_\beta} \quad (2.8)$$

sendo  $\rho_{e,p}$  e  $\rho_{e,\beta}$  as massas específicas efetivas da partícula e do fluido.

### 2.2.3. Número de Stokes

Para sistemas com espaçamento intermediário entre partículas (escoamentos diluídos), a estimativa do valor do número de Stokes, em relação ao domínio do escoamento, pode ajudar na determinação do regime de transporte das partículas. O número de Stokes de um determinado sistema ( $St_D$ ) é definido pela relação entre o tempo de resposta da partícula  $\tau_p$  e o tempo de resposta característico do fluido  $\tau_F$ :

$$St_D = \frac{\tau_p}{\tau_F} \quad (2.9)$$

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_\beta} \quad (2.10)$$

$$\tau_F = \frac{L_C}{u_{\beta,C}} \quad (2.11)$$

sendo  $\mu_\beta$  a viscosidade dinâmica,  $L_C$  o comprimento característico do domínio e  $u_{\beta,C}$  a velocidade característica do fluido. A equação (2.10) é obtida através da equação do movimento para uma partícula esférica, sendo  $\tau_p$  um fator dimensional no termo de quantidade de movimento da partícula (CROWE *et al.*, 1998).

O número de Stokes do sistema fornece uma relação temporal entre a velocidade da partícula e a velocidade do fluido, quantificando a inércia do movimento da partícula em relação à mudança no campo do escoamento. Para  $St_D \ll 1$ , as partículas possuem comportamento em equilíbrio com o meio fluido, i.e., as partículas não modificam o campo de escoamento. Para  $St_D \sim 1$  existe uma interação significativa entre o fluido e as partículas, apresentando mudanças no campo de escoamento através da trajetória das partículas. Para  $St_D \gg 1$ , a resposta da partícula em relação à mudança no campo de escoamento é lenta, tornando o movimento da partícula independente da interação com o fluido. Considerando o caso limite para  $St_D \rightarrow 0$ , a velocidade das partículas se torna igual à velocidade da fase contínua de fluido. Por outro lado, para o caso com  $St_D \rightarrow \infty$ , a partícula não apresenta movimento relativo com a presença do fluido.

Para sistemas com regiões de alta concentração de partículas (escoamento densos), i.e., com espaçamento pequeno entre as partículas, pode-se estimar o valor de outro número de Stokes, agora em relação à frequência de colisões das partículas. O número de Stokes de colisão das partículas ( $St_C$ ) é definido pela relação entre o tempo de resposta da partícula  $\tau_p$  e o tempo de colisão entre as partículas  $\tau_{col}$ :

$$St_C = \frac{\tau_p}{\tau_{col}} \quad (2.12)$$

$$\tau_{col} = \frac{1}{f_{col}} \quad (2.13)$$

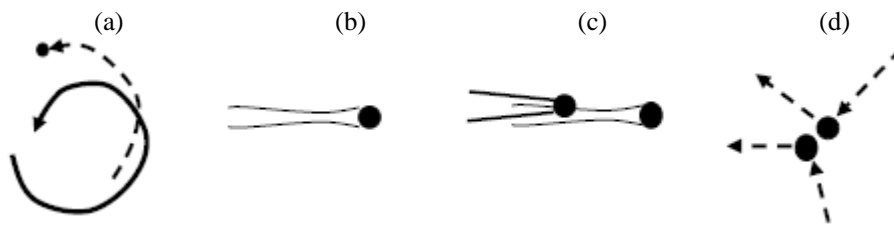
sendo  $f_{col}$  a frequência de colisão das partículas. Esta frequência pode ser determinada de diferentes formas, com o objetivo de quantificar o tempo entre colisões sucessivas para uma determinada região do escoamento (LOTH, 2010).

Para  $St_C \ll 1$ , a intensidade de colisões é baixa, sendo as partículas pouco afetadas devido às colisões, predominando os efeitos de interações do fluido (e.g., arrasto, sustentação). Para  $St_C \sim 1$ , o movimento das partículas é substancialmente modificado devido às colisões com maior frequência, sendo o efeito da interação das partículas com o fluido equiparada com o efeito colisional das partículas. Para  $St_C \gg 1$  a frequência de colisões é significativamente alta, sendo o escoamento regido pela interação entre as partículas, característica de escoamentos densos.

Na literatura podem ser encontradas outras definições, em relação ao número de Stokes, que quantificam a influência de outros parâmetros do escoamento, para a caracterização dos regimes particulados. Loth (2010) fornece uma boa revisão sobre diferentes definições de números de Stokes da partícula, relacionados com os diferentes parâmetros (e.g., geométricos, dinâmicos, turbulência, colisões, forças de interação), presentes em cada tipo de acoplamento entre fases.

#### 2.2.4. Acoplamento entre fases

O tipo de acoplamento entre as partículas e a fase fluida é um dos principais parâmetros para a escolha da abordagem e do modelo de representação do escoamento particulado. O acoplamento entre as fases pode ser diferenciado em quatro tipos. A Figura 2.1 mostra de forma esquemática os tipos de interações de uma partícula em relação ao fluido e com outra partícula.



**Figura 2.1. Representação das formas de interação de uma partícula para os diferentes tipos de acoplamento entre as fases: (a) Uma- via; (b) duas- vias; (c) três- vias; (d) quatro- vias (Adaptado de: LOTH, 2010)**

Na Figura 2.1.(a) o tipo de acoplamento presente inclui a influência única do fluido sobre o movimento das partículas (acoplamento uma- via), porém a influência das partículas sobre o campo de fluido não é observada. Este tipo de acoplamento é considerado em sistemas com baixa concentração de partículas. Para sistemas com maior concentração de partículas (ou para casos com  $St_D \gg 1$ ), pode-se observar a influência das partículas sobre o campo de escoamento do fluido (acoplamento duas- vias). Para determinados casos com  $St_D \gg 1$ , a influência da perturbação do fluido por uma partícula pode modificar o movimento de outras partículas vizinhas (acoplamento três- vias). Em sistemas com alta concentração de partículas o efeito colisional das partículas influencia o movimento das partículas, assim como o campo de escoamento do fluido. Na Figura 2.2 é apresentado um diagrama para a classificação dos tipos de acoplamento entre as fases em relação ao espaçamento e fração volumétrica das

partículas. O acoplamento três-vias pode ser encontrado, praticamente, para toda faixa do diagrama, pois as forças de interações dependem da relação entre os diâmetros das partículas.

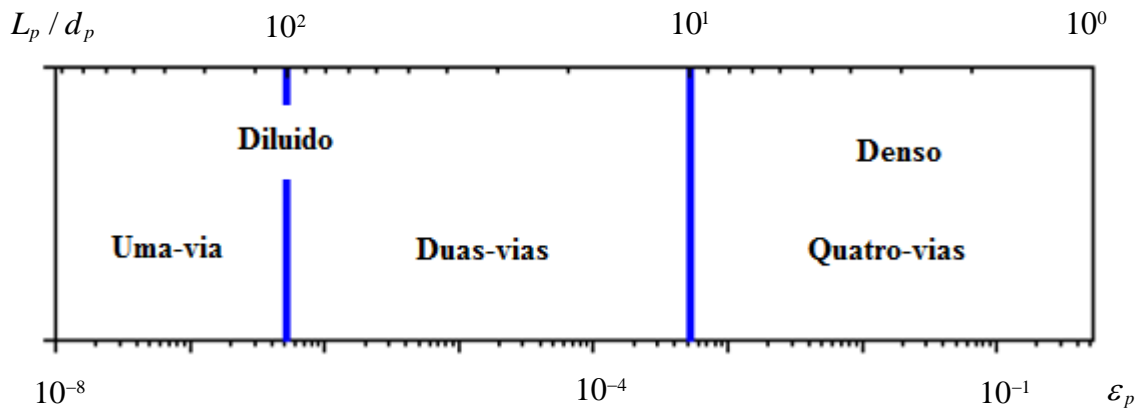


Figura 2.2. Diagrama de classificação do tipo de acoplamento da fase dispersa em função do espaçamento ( $L_p / d_p$ ) e fração volumétrica ( $\varepsilon_p$ ) das partículas.

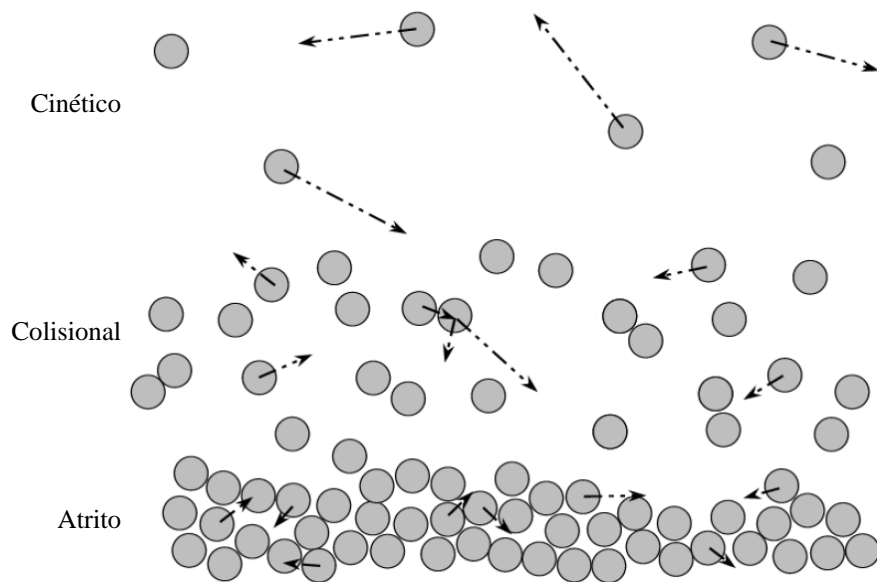
### 2.3. Regimes de transporte

As definições e fundamentos da Seção 2.2, são essenciais para a classificação e determinação dos regimes de transporte particulados. A intensidade da concentração da fase particulada no meio fluido pode determinar o tipo de regime principal do escoamento, o qual varia com efeitos de homogeneização, tendência de assentamento das partículas, fator de empacotamento, entre outros. Assim, os regimes de sistemas particulados podem ser diferenciados, basicamente, em três tipos (PEKER e HELVACI, 2008): elástico, plástico e viscoso.

O regime elástico é considerado como estagnado, apresentando um determinado grau ou fator de empacotamento, cuja tensão é dependente da deformação e a lei de Hook da elasticidade pode ser utilizada para modelar o movimento. O regime plástico é diferenciado pelo fluxo significativamente baixo da fase particulada, sendo a tensão, agora, independente da deformação. O regime viscoso é considerado para velocidades maiores e a tensão passa a ser dependente da taxa de deformação.

O movimento da fase particulada pode ser modelado de diferentes formas, considerando a velocidade relativa entre as partículas e o fluido. O regime viscoso pode ser, classificado em três outros tipos de regimes (Figura 2.3):

- Regime Cinético, para escoamentos diluídos. Nesse regime, os grãos flutuam e transladam aleatoriamente. Essa forma de tensão e dissipação viscosa é denominada como efeito cinético;
- Regime Colisional, para escoamento com altas concentrações de partículas, no qual, além da dissipação viscosa, os grãos podem colidir, aumentando a dissipação de energia e as tensões internas no fluido;
- Regime de Atrito, para partículas que mantém contatos por longo tempo, deslizando entre si, o que gera um efeito totalmente diferente do cinético e colisional, denominado como efeito friccional.



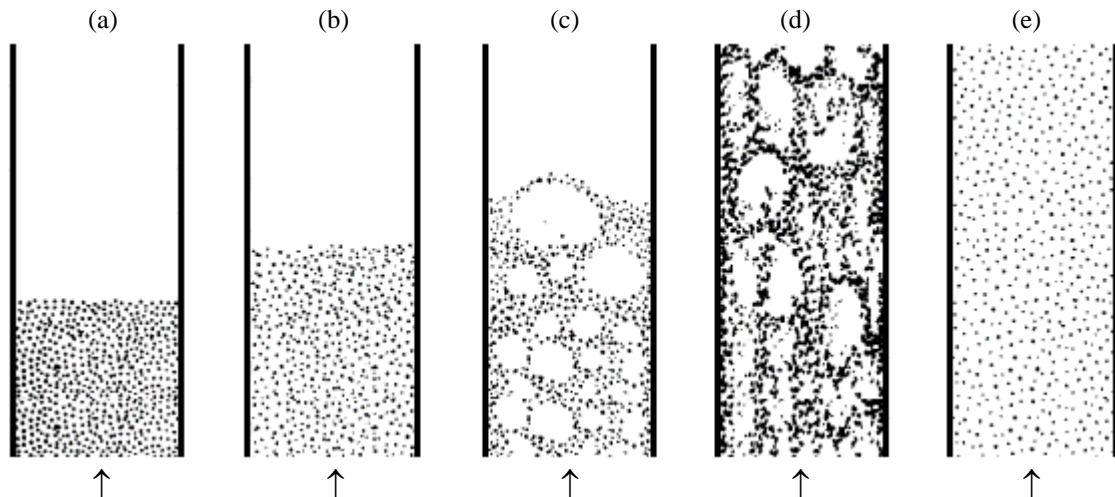
**Figura 2.3. Tipos de regimes viscosos para transporte de materiais particulados (Adaptado de: DARTEVELLE, 2003).**

#### **2.4. Padrões de escoamento particulado**

Conforme discutido na revisão da literatura (Seção 1.2), pode-se encontrar diferentes tipos e formas de padrões de escoamentos particulados. Para o interesse deste trabalho, estes padrões são divididos de forma simplificada para a direção do escoamento em relação à força da gravidade: escoamento i) vertical; ii) horizontal.

Para o escoamento vertical, um dos principais problemas encontrados na literatura é a fluidização de material particulado. A Figura 2.4 mostra alguns dos padrões encontrados para problemas de fluidização, considerando a entrada de fluido

(líquido ou gás) por baixo do canal, podendo ou não apresentar o processo de recirculação do material particulado. Considerando o problema proposto neste trabalho, o escoamento fluidizado é observado na região anular do poço (Figura 1.2).



**Figura 2.4. Padrões de fluidização de partículas: (a) leito fixo; (b) fluidização homogênea; (c) fluidização borbulhante; (d) fluidização turbulenta; (e) fluidização rápida ou transporte pneumático (Adaptado de: KUNII e LAVENSPIEL, 1989)**

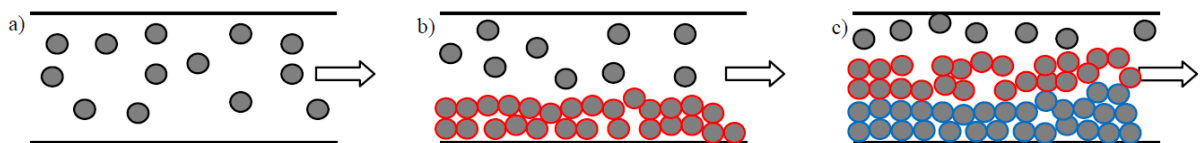
Um parâmetro importante para o problema de fluidização é a velocidade terminal das partículas, que depende do balanço de forças atuando sobre as partículas. A velocidade terminal da partícula fornece uma estimativa para a condição de entrada da velocidade do fluido no canal. Para o balanço de forças em uma partícula esférica em um domínio fluido estacionário, a expressão para a velocidade terminal é dada por (PEKER e HELVACI, 2008):

$$u_{p,t} = \left[ \frac{4 (\rho_p - \rho_\beta) g d_p}{3 \rho_\beta C_D} \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

sendo  $g$  a aceleração da gravidade e  $C_D$  o coeficiente de arrasto da partícula.

A intensidade da velocidade relativa entre o fluido e partículas é um dos principais parâmetros de caracterização dos padrões de escoamento fluidizado. Para determinadas configurações observa-se, em conjunto com o problema de fluidização, a sedimentação (assentamento) das partículas. O problema de sedimentação é de grande interesse para o estudo do presente trabalho, sendo observado também em escoamentos horizontais.

Para o escoamento horizontal particulado, um dos principais problemas encontrados na literatura é a estratificação de camadas de partículas. De forma geral, este problema apresenta três tipos diferentes de padrões de escoamento, que variam de acordo com a concentração das partículas e da velocidade relativa entre as fases fluida e sólida. A Figura 2.5 apresenta os três tipos de padrões principais que podem ser observados, definidos como escoamentos (PEKER e HELVACI, 2008): (a) suspensos; (b) com leito móvel; (c) com leito fixo.



**Figura 2.5. Padrões de escoamento horizontal particulados: (a) escoamento suspenso; (b) escoamento suspenso com leito móvel; (c) escoamento suspenso com leitos móvel e fixo (Adaptado de: OLIVEIRA *et al.*, 2012).**

Os escoamentos suspensos (Figura 2.5.a) apresentam as partículas totalmente dispersas no meio fluido, podendo ainda ser classificados como homogêneos ou heterogêneos, dependendo da forma espacial da disposição das partículas no meio fluido. Para escoamentos homogêneos as partículas interagem apenas com o meio fluido, caracterizando um regime cinético (Figura 2.3). Para escoamentos heterogêneos a concentração de partículas não é uniforme em todo o domínio, podendo existir a interação entre as próprias partículas, caracterizando uma combinação de regime viscoso com transporte cinético e colisional.

A formação do leito móvel de partículas (Figura 2.5.b) pode ser encontrada em algumas configurações de escoamento devido à alta velocidade relativa e altas forças de interação entre as fases fluida e sólida. Nesta região as partículas interagem através do efeito friccional, caracterizando um regime viscoso de atrito.

A formação de leito fixo (Figura 2.5.c) em escoamentos particulados é observada em regiões de precipitação e acúmulo de partículas. Nestas regiões, o leito fixo possui as mesmas propriedades e estrutura de um meio poroso, caracterizando um regime elástico.

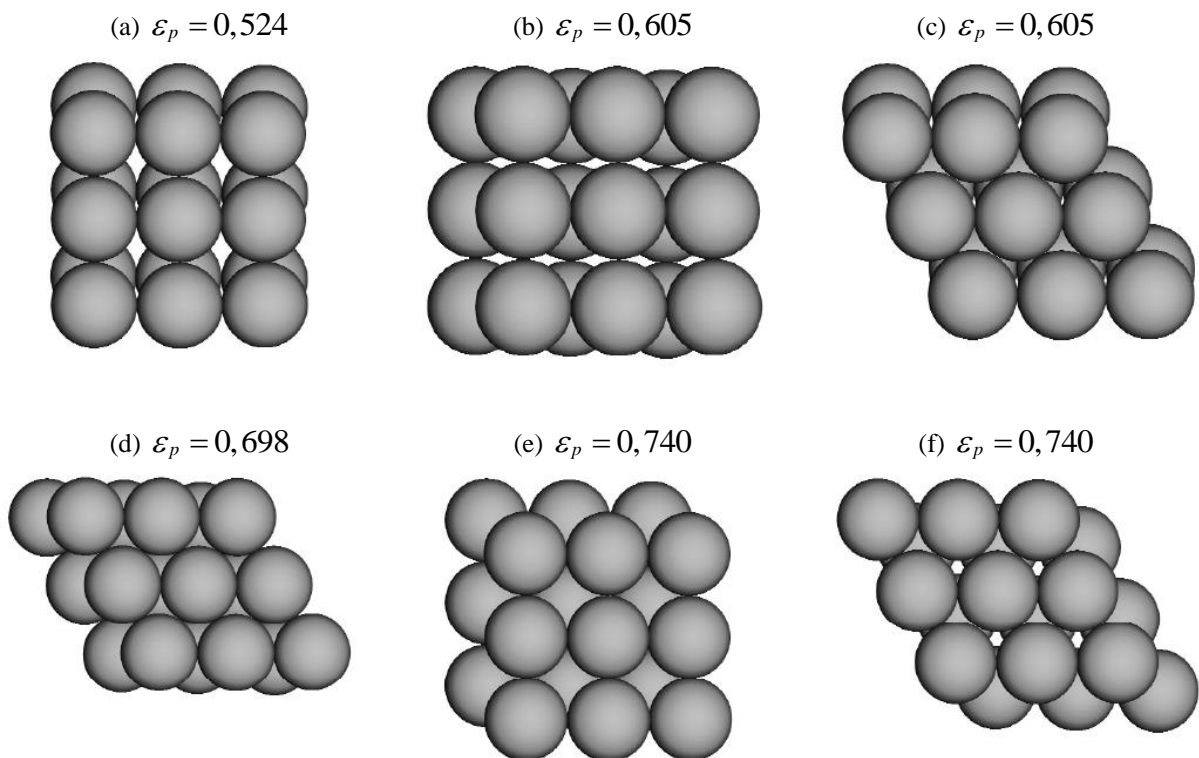
O escoamento através de um meio poroso apresenta diferentes características, sendo a perda de carga um dos principais objetos de estudo do problema (REDDY e JOSHI, 2008). Vários fatores influenciam na resistência do meio poroso em relação à



passagem do fluido, sendo a permeabilidade um dos principais parâmetros para a quantificação da perda de carga.

A determinação da permeabilidade de um meio poroso é influenciada por diversos fatores e parâmetros. Um destes fatores é a forma da matriz fixa do meio, que pode ser formada através da compactação de partículas não conectadas (objeto de interesse para o estudo do presente trabalho). Nesta configuração de meio poroso a fração volumétrica ocupada pelas partículas é determinada em função de um fator de empacotamento, que por sua vez, pode apresentar diferentes formas de compactação (MARTINS, 2006).

A Figura 2.6 mostra as diferentes formas de empacotamento de partículas, em relação aos tipos de volumes unitários de ocupação, fornecendo a fração volumétrica máxima de cada fator de compactação. Para o presente trabalho, a determinação da fração volumétrica máxima é importante na análise do preenchimento das fraturas, fornecendo parâmetros como o empacotamento máximo de partículas em relação aos modelos utilizados.

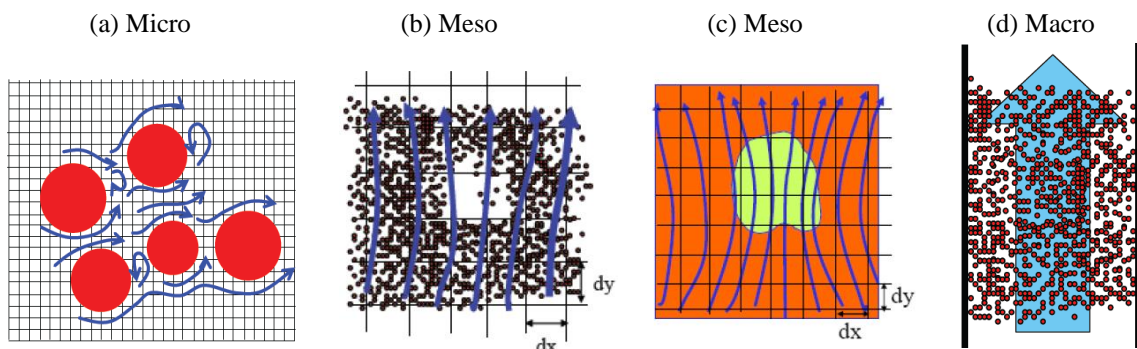


**Figura 2.6.** Fração volumétrica para diferentes formas de empacotamentos regulares, considerando os tipos: (a) cúbico; (b) ortorrômbico; (c) hexagonal; (d) tetragonal; (e) romboédrico-piramidal; (f) romboédrico-hexagonal (Adaptado de: MARTINS, 2006).

## 2.5. Abordagens para sistemas particulados

O regime de transporte das partículas e, principalmente, o padrão de escoamento observado no problema é de fundamental importância para a correta modelagem do sistema particulado, pois é desta observação que se escolhe a melhor abordagem de representação. A Figura 2.7 mostra as diferentes escalas das partículas e do fluido para a representação de diferentes abordagens de escoamentos particulados.

Uma abordagem com escala microscópica (lagrangeana) para o escoamento particulado leva em consideração as forças e efeitos sobre cada partícula, proporcionando a solução e visualização da interface partícula-fluido (Figura 2.7.a). Outra abordagem refere-se à representação de uma escala mesoscópica (Figura 2.7.b,c), que não considera o efeito da dinâmica do escoamento nas interfaces das partículas, representando o escoamento do fluido através de propriedades médias. Para uma escala mesoscópica a trajetória das partículas pode ser representada de forma lagrangeana (discreta) ou de forma euleriana (contínua). A abordagem macroscópica (Figura 2.7.d) considera o escoamento como uma única fase, sendo a influência das partículas representadas através de propriedades médias no meio fluido.



**Figura 2.7. Representação das abordagens para escoamentos particulados em função das escalas das partículas e do fluido: (a) escala microscópica com escoamento individual envolto de partículas discretas; (b) escala mesoscópica: fluido contínuo e partículas discretas; (c) escala mesoscópica: fluido e partículas como fases contínuas com interface; (d) escala macroscópica com escoamento contínuo unidimensional.**

Para o presente trabalho, a abordagem utilizada na representação do problema proposto, considera uma escala mesoscópica, devido ao número significativo de partículas utilizadas no processo de preenchimento das fraturas, inviabilizando a

escolha de uma escala microscópica. Por outro lado, os padrões de escoamento observados no problema, necessitam de um nível de detalhamento e interação da fase das partículas, que não é abordada em uma escala macroscópica.

Em resumo, os sistemas particulados com escala mesoscópica, podem ser representados, basicamente, por duas abordagens: euleriana ou lagrangeana.

A abordagem euleriana considera o sistema particulado de forma estatística, i.e., as trajetórias das partículas não são calculadas, ao invés disso, é considerado um campo de probabilidade da existência, das frações volumétricas de cada fase, em determinada região do escoamento. Esta técnica é denominada de promediação local da presença das partículas (GIDASPOW, 1994). A vantagem deste modelo está relacionada ao esforço computacional reduzido quando comparado ao método lagrangeano, devido ao fato do método considerar várias partículas (de forma estatística) em um único elemento da malha computacional, sem a necessidade de calcular a posição de cada partícula. A dificuldade do método é observada quando os efeitos de interação entre as partículas são complexos, trazendo mais incertezas na modelagem do problema.

A abordagem lagrangeana considera o sistema particulado de forma determinística, i.e., a trajetória e forças de interação são realizadas de forma individual para cada partícula. As trajetórias das partículas são determinadas pela lei de Newton do movimento, sendo as forças de interação sobre as partículas modeladas de acordo com cada problema (MASSARANI, 2002). Nesta abordagem a fase contínua do meio fluido é representada pelas equações de Navier-Stokes, que são acopladas através de termos para as forças de interação da fase particulada. A vantagem do modelo lagrangeano é o nível de detalhamento das informações e análises obtidas da dinâmica do escoamento particulado. Por outro lado, o esforço computacional utilizado nas simulações pode inviabilizar a solução de determinadas configurações que exigem passos de tempo significativamente pequenos para a correta simulação numérica. Outra dificuldade do método é a modelagem das forças de colisões entre as partículas e obstáculos sólidos, que precisam representar efeitos característicos dos regimes de escoamento abordados.

A formulação matemática para o escoamento líquido-sólido, em relação a uma abordagem lagrangeana, é apresentada no Capítulo 3.

### 3. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

Neste capítulo é apresentada a formulação do problema, inicialmente discutida na Seção 1.1, considerando as principais simplificações do problema proposto. As condições necessárias para representar o fenômeno de invasão são caracterizadas com o objetivo de proporcionar a solução através do processo de injeção das partículas. Na sequência são apresentadas as condições de contorno e iniciais do problema, assim como os principais parâmetros de monitoramento do processo de preenchimento da fratura. As hipóteses simplificadoras para a formulação matemática das equações de conservação são consideradas para cada fase, i.e., para a fase contínua do fluido e para a fase discreta das partículas.

#### 3.1. Formulação do problema

Conforme exposto na Seção 1.1, o problema proposto apresenta uma geometria complexa, principalmente em relação ao plano de fratura presente no reservatório. Com isso, algumas simplificações são consideradas em relação ao conjunto poço-reservatório fraturado.

Para o presente estudo, o domínio tridimensional da Figura 1.1 é idealizado para uma forma bidimensional. Embora existam diferentes efeitos devido à dinâmica do escoamento tridimensional, são feitas algumas considerações para que estes sejam minimizados. Para tanto, o plano de fratura deve ser considerado de modo a representar um escoamento simétrico ao longo de toda superfície da seção transversal do poço em relação à região de entrada da fratura.

A Figura 3.1 mostra a idealização geométrica para o plano de fratura proposto no presente trabalho. Para esta simplificação é considerado, inicialmente, um processo de perfuração vertical, cujo poço perfurado atravessa o plano de fratura de forma perpendicular. Observa-se que a profundidade,  $Z_{FR}$ , do plano de fratura horizontal é significativamente maior que a espessura,  $e_{FR}$ , proporcionando uma entrada simétrica do fluido do poço ao longo de toda superfície na entrada da fratura.

Na Figura 3.2 é apresentada a geometria simplificada do canal fraturado, considerando o problema como bidimensional para um sistema de coordenadas cartesianas, devido às condições de simetria e orientação do plano de fratura.

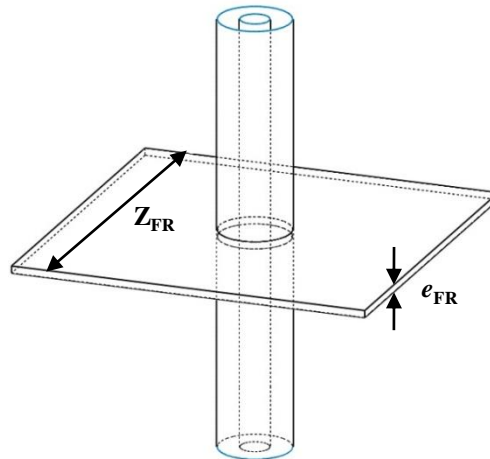


Figura 3.1. Idealização da geometria e escala do plano de fratura em relação ao poço vertical.

Considerando a geometria da Figura 1.1, observa-se que a injeção de material particulado, que se procede pelo interior da coluna de perfuração, é feita apenas na região do espaço anular do poço simplificado da Figura 3.2.

Outra simplificação realizada no presente estudo é considerar a rocha reservatório como impermeável, i.e., sem a presença de porosidade nas paredes do poço e fratura. Esta simplificação, em primeiro momento, fornece a análise para o fenômeno de invasão de fluido apenas através da fratura, cujas superfícies são impermeáveis, exceto a saída da fratura. Com isso, o estudo do problema de preenchimento das fraturas com partículas é analisado de forma isolada, sem o efeito da percolação de fluido através do reservatório poroso.

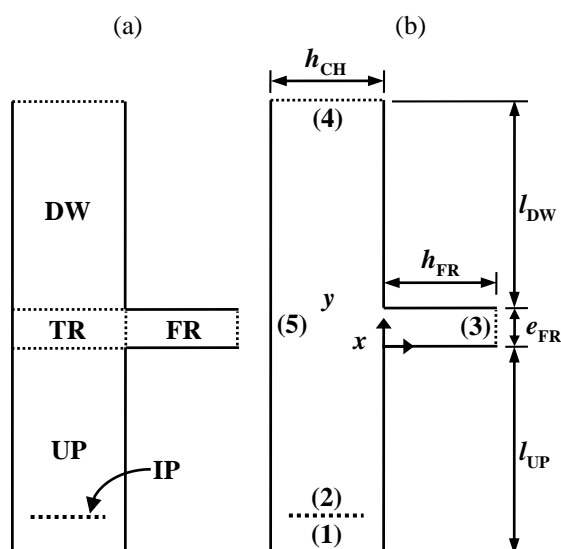


Figura 3.2. Representação simplificada do canal fraturado: (a) regiões; (b) parâmetros geométricos e condições de contorno.

Na Figura 3.2 é apresentada a divisão das regiões do canal fraturado (a), assim como os parâmetros geométricos e condições de contorno (b). A origem do sistema cartesiano é considerada na parte inferior da superfície de entrada da região da fratura (Figura 3.2.b), delimitando a região da fratura (FR) em relação a região livre do canal ( $CH=UP+TR+DW$ ) pela coordenada positiva  $x(+)$ . A região do canal (CH) é, ainda, dividida em relação à região da fratura pela coordenada  $y$ . Para  $y(-)$  é delimitada uma região a montante da fratura (UP). Para  $y(+)$  o canal é dividido em duas regiões: região de transição da fratura (TR), delimitada pela espessura da fratura  $y = +e_{FR}$ , e uma região a jusante da fratura (DW).

A largura do canal,  $h_{CH}$ , representa a dimensão do espaço anular do poço, compreendido pela coluna ( $x = -h_{CH}$ ) e parede do poço ( $x = 0$ ). A parede do poço delimita a região anular do canal, na qual o fluido escoava livremente, e a rocha reservatório, que apresenta uma descontinuidade (fratura). A região da fratura é representada por uma espessura,  $e_{FR}$ , e um comprimento,  $h_{FR}$ , sendo a superfície (3) a saída da fratura, que apresenta um gradiente de pressão,  $\Delta p_{fuga}$ , em relação ao canal livre, suficiente para existir a fuga do escoamento para o interior do reservatório. Com isso, o fluido que entra na região da fratura carrega as partículas para seu interior, devido ao gradiente de velocidade e pressão fornecido, permitindo o processo de preenchimento completo ou parcial da fratura.

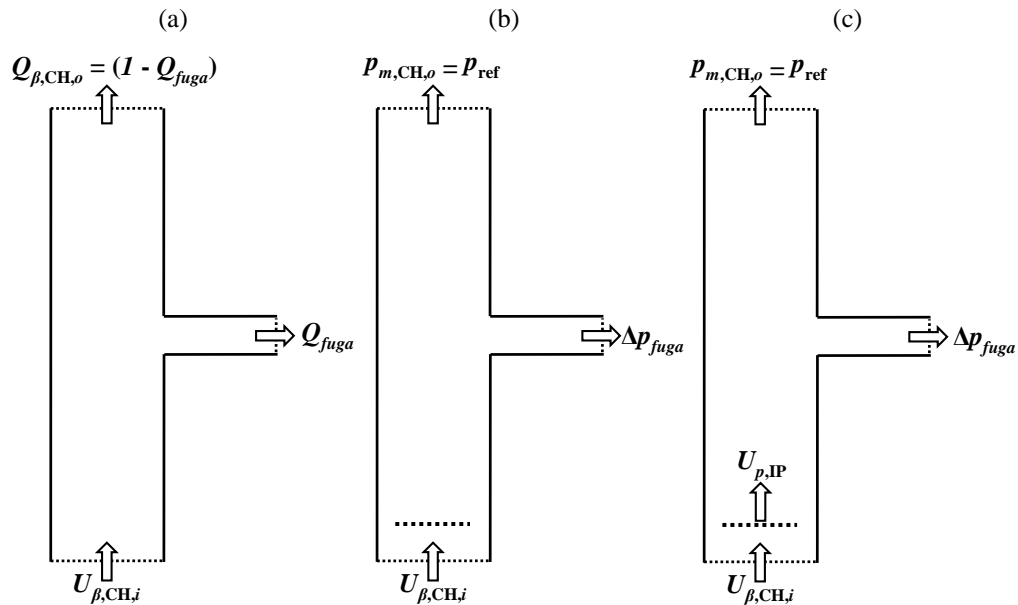
Conforme comentado, a caracterização do fenômeno de invasão é utilizada como condição inicial de operação para o processo de injeção de material particulado. Para tanto, são necessárias diferentes etapas para obter as condições de contorno do fenômeno de invasão (Figura 3.3).

A Figura 3.3.(a) apresenta a primeira etapa para a caracterização do fenômeno de invasão no canal fraturado. Para o presente trabalho, esta caracterização é feita através da imposição de uma vazão de fuga de fluido pela fratura ( $Q_{fuga}$ ), que corresponde a uma porcentagem da vazão de fluido da entrada do canal. A vazão de entrada do canal é obtida pela velocidade média de entrada do fluido ( $U_{\beta,CH,i}$ ), determinada para uma configuração de número de Reynolds ( $Re$ ).

$$Q_{fuga} = \frac{q_{\beta,FR,o}}{q_{\beta,CH,i}} \quad (3.1)$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_{\beta} h_{\text{CH}} U_{\beta, \text{CH}, i}}{\mu_{\beta}} \quad (3.2)$$

sendo  $q_{\beta, \text{FR}, o}$  e  $q_{\beta, \text{CH}, i}$  os valores das vazões, respectivamente, na saída da fratura e entrada do canal.



**Figura 3.3. Etapas para caracterização do fenômeno de invasão e processo de injeção de partículas para o canal fraturado.**

A solução do problema considerando a imposição de  $Q_{fuga}$  fornece os valores das pressões na saída da fratura ( $p_{m, \text{FR}, o}$ ) e saída do canal ( $p_{m, \text{CH}, o}$ ). Estes resultados são utilizados para a segunda etapa do problema (Figura 3.3.b), que consiste na reprodução do mesmo fenômeno de invasão, com condições de pressão prescrita nas saídas do canal ( $p_{\text{ref}}$ ) e da fratura ( $\Delta p_{fuga}$ ).

$$\Delta p_{fuga} = p_{m, \text{FR}, o} - (p_{m, \text{CH}, o} - p_{\text{ref}}) \quad (3.3)$$

sendo  $p_{\text{ref}}$  a pressão de referência na saída do canal,  $p_{m, \text{CH}, o}$  a pressão na saída do canal e  $p_{m, \text{FR}, o}$  a pressão na saída da fratura.

Os resultados do problema da Figura 3.3.(b), que reproduz o mesmo fenômeno de invasão do problema da Figura 3.3.(a) são utilizados como condição inicial para o processo de injeção das partículas, representado na Figura 3.3.(c). Com a condição

do gradiente de pressão,  $\Delta p_{fuga}$ , imposto entre as saídas do canal e da fratura, é possível verificar a redução da vazão de fuga inicial ao longo do processo de preenchimento da fratura.

O final do processo de injeção do material particulado, do problema da Figura 3.3.(c), pode ser determinado em função da análise de diferentes parâmetros de monitoramento. De forma geral, estes parâmetros detectam dois tipos de padrões de preenchimento da fratura: parcial ou total. Estes tipos de preenchimento, em função dos parâmetros de monitoramento, são descritos com maiores detalhes na Seção 6.1.

### 3.1.1. Condições de contorno e iniciais

As condições de contorno do problema apresentadas na Figura 3.2.(b), referentes as superfícies (1-5), são determinadas em função das diferentes etapas para caracterização do fenômeno de invasão (Figura 3.3.a,b) e posterior processo de injeção de partículas (Figura 3.3.c), descritas como:

- (1) Entrada do canal: superfície uniforme ( $h_{CH}$ ) de entrada apenas de fluido com perfil de velocidade uniforme  $U_{\beta,CH,i}$ .

$$\text{para } y = -l_{UP} \rightarrow \begin{cases} u_{\beta,x} = 0 \\ u_{\beta,y} = U_{\beta,CH,i} \end{cases} \quad (3.4)$$

- (2) Superfície de injeção das partículas: superfície uniforme ( $h_{IP}$ ) na entrada do canal com geração constante de partículas,  $\dot{m}_{p,IP}$ , com velocidade de entrada uniforme  $U_{p,IP}$ , para  $t > t_{ip}$  (Figura 3.3.c). Detalhes sobre o processo de geração das partículas são descritos na Seção 4.4.2.

$$\text{para } y = -l_{IP} \rightarrow \begin{cases} \text{para } t < t_{ip}: \text{ problema (b)} \rightarrow u_{p,x} = u_{p,y} = u_{p,z} = 0 \\ \text{para } t > t_{ip}: \text{ problema (c)} \rightarrow \begin{cases} u_{p,x} = u_{p,z} = 0 \\ u_{p,y} = U_{p,IP} \end{cases} \end{cases} \quad (3.5)$$

- (3) Saída da fratura: superfície uniforme ( $e_{FR}$ ) para controle de invasão do fluido e condição de barreira para as partículas. Nesta superfície são



utilizadas condições de vazão e pressão constantes, em conjunto com a condição de saída do canal (4), visando o controle inicial da fuga de fluido ( $Q_{fuga}$ ) para o reservatório (Figura 3.3.a), assim como a manutenção do gradiente de pressão ( $\Delta p_{fuga}$ ) para o processo de preenchimento da fratura (Figura 3.3.c). Ainda nesta superfície, para que exista o empacotamento das partículas na região da fratura é imposta uma condição de reflexão para as partículas, permitindo apenas a passagem de fluido através da superfície. A condição de reflexão é uma condição de colisão entre a partícula e uma superfície, com coeficiente de restituição para o par de colisão partícula-superfície  $e_{p-s}$ , que altera a componente normal da velocidade antes da colisão  $u_{p,1,n}$ , para uma nova posição após a colisão  $u_{p,2,n}$ . Detalhes sobre a colisão das partículas são descritos na Seção 4.2.3.

$$\text{para } x = +h_{FR} \rightarrow \begin{cases} \text{problema (a)} \rightarrow q_{\beta,FR} = Q_{fuga} \\ \text{problema (b,c)} \rightarrow p_m = \Delta p_{fuga} \\ e_{p-s} = u_{p,2,n} / u_{p,1,n} \end{cases} \quad (3.6)$$

- (4) Saída do canal: superfície uniforme ( $h_{CH}$ ) na região de saída do canal. São utilizadas condições de vazão e pressão uniformes, em conjunto com a condição de saída da fratura (3), para o controle da invasão inicial. Na saída do canal existe a condição de passagem (fronteira livre) para o fluido e para as partículas.

$$\text{para } y = (+e_{FR} + l_{DW}) \rightarrow \begin{cases} \text{problema (a)} \rightarrow q_{\beta,CH,o} = (1 - Q_{fuga}) \\ \text{problema (b,c)} \rightarrow p_m = p_{ref} \end{cases} \quad (3.7)$$

- (5) Superfície impermeável: condição de não-deslizamento do fluido para a parede da coluna e paredes do poço, assim como para as paredes da fratura. Estas superfícies também possuem a condição de reflexão das partículas com coeficiente de restituição para o par de colisão partícula-parede  $e_{p-w}$ .

$$\text{para } \begin{cases} x = -h_{CH}; y = (-l_{UP}, +e_{FR} + l_{DW}) \\ x = 0; y = (0, -l_{UP}) \\ x = 0; y = (+e_{FR}, +e_{FR} + l_{DW}) \\ x = (0, +h_{FR}); y = 0 \\ x = (0, +h_{FR}); y = +e_{FR} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} u_{\beta,x} = u_{\beta,y} = 0 \\ e_{p-w} = \frac{u_{p,2,n}}{u_{p,1,n}} \end{cases} \quad (3.8)$$

### 3.2. Equações de conservação

Com base na descrição e formulação do problema (Seção 3.1) é possível obter a formulação matemática do problema proposto, dividindo o sistema em dois conjuntos de equações: para a fase fluida (Seção 3.2.1) e para a fase das partículas (Seção 3.2.2).

#### 3.2.1. Fase contínua: fluido

O problema de escoamento com fluido, conforme comentado na Seção 3.1, pode ser verificado em duas etapas diferentes, i.e., sem (monofásico, Figura 3.3.a) e com (bifásico Figura 3.3.c) partículas.

Para o escoamento monofásico de fluido as equações de conservação de massa e quantidade de movimento, podem ser descritas pelas equações de Navier-Stokes. O princípio da conservação da massa enuncia que a taxa líquida na qual a massa entra em um volume de controle deve ser igual a zero. O princípio da conservação da quantidade de movimento é em essência, a formulação da Segunda Lei de Newton para o movimento, que enuncia que a força resultante em um sistema é igual à taxa temporal da variação da quantidade de movimento. Aplicando esses princípios a um volume de controle diferencial, as equações da massa e da quantidade de movimento assumem a seguinte forma em notação vetorial (BEJAN, 1995):

$$\frac{D\rho_{\beta}}{Dt} + \nabla \cdot (\rho_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}) = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{D\rho_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}}{Dt} = -\nabla p_{\beta} + \nabla \cdot (\mu_{\beta} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta}) + \mathbf{F}_b \quad (3.10)$$

sendo  $t$  o tempo,  $\rho_\beta$  a massa específica do fluido,  $u_\beta$  o vetor velocidade do fluido,  $p_\beta$  a pressão estática do fluido,  $\mu_\beta$  a viscosidade dinâmica do fluido,  $\mathbf{F}_b$  o vetor força de corpo por unidade de volume de fluido,  $D/Dt$  o operador “derivada material” e  $\nabla$  o operador vetorial. As expressões em coordenadas cartesianas para  $D/Dt$ ,  $\nabla$  e  $u_\beta$  são expressas, respectivamente, por:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_{\alpha,x} \frac{\partial}{\partial x} + u_{\alpha,y} \frac{\partial}{\partial y} + u_{\alpha,z} \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.11)$$

$$\nabla = \frac{\partial(\ )}{\partial x} \mathbf{e}_i + \frac{\partial(\ )}{\partial y} \mathbf{e}_j + \frac{\partial(\ )}{\partial z} \mathbf{e}_k \quad (3.12)$$

$$\mathbf{u}_\beta = u_{\beta,x} \mathbf{e}_i + u_{\beta,y} \mathbf{e}_j + u_{\beta,z} \mathbf{e}_k \quad (3.13)$$

sendo  $\mathbf{e}_i$ ,  $\mathbf{e}_j$  e  $\mathbf{e}_k$  os versores unitários das direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente, e  $\alpha$  uma determinada fase (e.g., fluido, sólido).

Para a formulação das equações de conservação, da etapa do problema representado na Figura 3.3.(a), as seguintes hipóteses e considerações são utilizadas:

- Escoamento monofásico no conjunto canal-fratura;
- Regime permanente;
- Fluido incompressível e newtoniano;
- Problema isotérmico (fluido);
- Problema bidimensional: coordenadas cartesianas (fluido);
- Direção da força gravitacional na vertical: orientação do poço e da fratura.

Considerando as hipóteses simplificadoras para as equações (3.9) e (3.10), tem-se as equações da conservação da massa e quantidade de movimento (nas direções  $x$  e  $y$ ), em coordenadas cartesianas, expressas por:

$$\frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial x} + \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial y} = 0 \quad (3.14)$$

$$\rho_\beta \left( u_{\beta,x} \frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial x} + u_{\beta,y} \frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p_\beta}{\partial x} + \mu_\beta \nabla^2 u_{\beta,x} \quad (3.15)$$

$$\rho_\beta \left( u_{\beta,x} \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial x} + u_{\beta,y} \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p_\beta}{\partial y} + \mu_\beta \nabla^2 u_{\beta,y} + \rho_\beta g_y \quad (3.16)$$

Para o escoamento bifásico líquido-sólido as equações (3.9) e (3.10) são modificadas para compensar a fração volumétrica ocupada pelas partículas. Outra modificação se faz necessária para representar as diferentes interações das partículas com o meio fluido.

Para a formulação das equações de conservação, da etapa do problema representado na Figura 3.3.(b,c), são utilizadas as mesmas hipóteses e considerações realizadas para o problema monofásico de fluido, diferenciando-se apenas para:

- Escoamento bifásico líquido-sólido no conjunto canal-fratura;
- Regime transiente.

Aplicando as hipóteses e considerações para o escoamento bifásico líquido-sólido, pode-se reescrever as equações (3.9) e (3.10), para as equações da conservação da massa e quantidade de movimento, respectivamente, expressas por:

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

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

sendo  $\varepsilon_{\beta}$  a fração volumétrica da fase fluida, equação (2.2),  $\mathbf{g} = g_y$  o vetor da força gravitacional e  $\mathbf{F}_{p\beta}$  o termo fonte de acoplamento entre as fases sólido e fluido. Detalhes sobre o termo de acoplamento  $\mathbf{F}_{p\beta}$  são descritos na Seção 4.2.2.

### 3.2.2. Fase discreta: partículas

Conforme exposto na Seção 2.5, pode-se representar o escoamento particulado, para uma escala mesoscópica, basicamente segundo duas abordagens: euleriana e lagrangeana. Neste trabalho, a trajetória das partículas é considerada de forma discreta, através de um referencial lagrangeano no domínio fluido.

Nesta seção é apresentada uma breve discussão da equação geral do movimento para uma partícula isolada, sujeita a ação de diferentes forças de interação em um escoamento simples (mesmas hipóteses e considerações da fase fluido da

Seção 3.2.1). Estas equações básicas são utilizadas na descrição do modelo numérico adotado no presente estudo (Seção 4.2).

De forma geral, a posição de um objeto (e.g., partícula) pode ser obtida através da combinação do movimento de translação e rotação de um corpo com centro de massa. Com base na segunda Lei de Newton do movimento pode-se obter as equações para o movimento translacional e rotacional de uma partícula individual, respectivamente, expressas por:

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = m_p \frac{d^2\mathbf{x}_p}{dt^2} = \sum \mathbf{F}_p = \mathbf{F}_{p,b} + \mathbf{F}_{p,s} + \mathbf{F}_{p,c} \quad (3.19)$$

$$I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \sum \mathbf{T}_p = \mathbf{T}_{p,s} + \mathbf{T}_{p,c} \quad (3.20)$$

sendo  $\mathbf{x}_p$  o vetor posição do centro da partícula (com massa  $m_p$  e momento de inércia angular  $I_p$ ),  $\mathbf{u}_p$  e  $\boldsymbol{\omega}_p$  as velocidades, respectivamente, linear (translacional) e angular (rotacional) da partícula. As forças  $\mathbf{F}_p$  que atuam sobre a partícula podem ser divididas em forças de corpo  $\mathbf{F}_{p,b}$ , superfície  $\mathbf{F}_{p,s}$  e colisão  $\mathbf{F}_{p,c}$ . Por sua vez, os torques  $\mathbf{T}_p$  exercidos sobre a partícula podem ser devido as tensões do fluido sobre a superfície das partículas  $\mathbf{T}_{p,s}$  e devido as colisões das partículas  $\mathbf{T}_{p,c}$ . As expressões para  $\mathbf{u}_p$ ,  $\boldsymbol{\omega}_p$  e  $\mathbf{x}_p$  são dadas, respectivamente, por:

$$\mathbf{u}_p = u_{p,x}\mathbf{e}_i + u_{p,y}\mathbf{e}_j + u_{p,z}\mathbf{e}_k \quad (3.21)$$

$$\boldsymbol{\omega}_p = \nabla \times \mathbf{u}_p \quad (3.22)$$

$$\mathbf{x}_p = x_p\mathbf{e}_i + y_p\mathbf{e}_j + z_p\mathbf{e}_k \quad (3.23)$$

A trajetória da partícula ao longo do tempo é feita pela determinação das forças e torques que atuam sobre a partícula a cada instante de tempo através do domínio. Diferentes modelos são utilizados para o cálculo destas forças e torques, resultando na determinação de novas coordenadas para a partícula. A atualização da velocidade e posição da partícula é obtida através da expressão:

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (3.24)$$

A equação (3.24) em conjunto com as equações (3.19) e (3.20) formam um sistema de equações diferenciais ordinárias, cujo cálculo pode ser feito através de diferentes métodos (e.g., explícito, implícito). Detalhes sobre a solução numérica deste sistema de equações são descritos na Seção 4.2.

Para representar, através de uma forma geral, as expressões para as forças, equação (3.19), e os torques, equação (3.20), são realizadas algumas considerações e hipóteses para o escoamento particulado, referentes as interações sobre o corpo, superfície e contato das partículas, proposto neste estudo:

- Escoamento bifásico líquido-sólido no conjunto canal-fratura;
- Regime transiente;
- Fluido incompressível e newtoniano;
- Problema isotérmico (fluido e partículas)
- Sistema de coordenadas cartesianas não rotativo (fluido): ausência de força centrífuga e de Coriolis sobre a partícula;
- Direção da força gravitacional na vertical: orientação do poço e da fratura;
- Referencial lagrangeano: para a trajetória das partículas;
- Partículas sólidas de forma esférica;
- Escoamento particulado homogêneo: partículas com o mesmo formato, dimensões e propriedades;
- Colisões perfeitamente elásticas: sem mudança de forma ou coalescência devido a interações de colisão;
- Movimento de rotação das partículas sobre o próprio centro de massa é desconsiderado, i.e., velocidade angular nula.

As forças de corpo  $\mathbf{F}_{p,b}$ , equação (3.19), atuam sobre o volume de massa da partícula, geralmente, devido a presença de campo de força externa (e.g., campo eletromagnético e gravitacional, força molecular de van der Waals, força eletrostática de Coulomb). A força gravitacional  $\mathbf{F}_{g,b}$  é a principal e única força de corpo considerada neste trabalho, expressa por:

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

sendo  $\rho_p$  e  $V_p$ , respectivamente, a massa específica e o volume da partícula.

As forças de superfície  $\mathbf{F}_{p,s}$ , equação (3.19), são devido a interação do fluido com a superfície de área da partícula, podendo gerar forças de pressão e tensões viscosas. Diferentes forças de interação fluido-partícula podem ser incluídas no modelo matemático para a trajetória da partícula. Para o presente trabalho as principais forças de superfícies são expressas por:

$$\mathbf{F}_{p,s} = \mathbf{F}_{d,s} + \mathbf{F}_{by,s} + \mathbf{F}_{pg,s} + \mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{lf,s} \quad (3.26)$$

sendo  $\mathbf{F}_{d,s}$  a força de arrasto (*drag*),  $\mathbf{F}_{by,s}$  a força de empuxo (*buoyancy*),  $\mathbf{F}_{pg,s}$  a força do gradiente de pressão (*pressure gradient*),  $\mathbf{F}_{vm,s}$  a força de massa virtual (*virtual mass*) e  $\mathbf{F}_{lf,s}$  a força de sustentação (*lift*). Embora existam outras forças que atuam sobre a superfície das partículas (e.g., força de história de Basset, força intermolecular browniana, força de gradiente de temperatura termoforética), apenas as forças expressas na equação (3.26), são consideradas no cálculo da velocidade e posição da partícula, devido as hipóteses e considerações aplicadas ao problema, assim como a baixa influência em comparação com as demais forças.

A força de arrasto  $\mathbf{F}_{d,s}$ , equação (3.26), é a principal força de interação partícula-fluido, que exerce uma resistência ao movimento devido a velocidade relativa entre o fluido e partícula ( $\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p$ ). A força de arrasto pode ser definida em função da magnitude da velocidade relativa entre as fases, quantificada através do número de Reynolds da partícula  $Re_p$ , que relaciona as forças inerciais e viscosas do fluido sobre a periferia da partícula, expresso por:

$$Re_p = \frac{\rho_\beta |\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p| d_p}{\mu_\beta} \quad (3.27)$$

O número de Reynolds da partícula pode ser utilizado para classificar o regime de escoamento em que a partícula se encontra, determinando a análise e expressão apropriada para a força de arrasto. A força de arrasto pode ser expressa, de forma geral (CROWE *et al.*, 2011), através do coeficiente de arrasto  $C_D$ , por:

$$\mathbf{F}_{d,s} = \frac{1}{2} C_D \rho_\beta A_p |\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (3.28)$$

sendo  $A_p = (\pi d_p^2 / 4)$  a área projetada da partícula. O coeficiente de arrasto da partícula ( $C_D$ ) pode ser expresso de diferentes formas, definido em função do regime de escoamento da partícula, que por sua vez pode ser classificado pelo  $Re_p$ . Detalhes sobre a obtenção do coeficiente  $C_D$  são descritos no Apêndice B.

A força de empuxo  $\mathbf{F}_{by,s}$ , equação (3.26), pode ser definida como uma força proporcional ao peso de fluido deslocado por uma partícula. Esta força é equivalente ao gradiente de pressão hidrostática do fluido sobre o volume da partícula e atua na direção oposta da aceleração da gravidade (MAZZEI, 2008), expressa por:

$$\mathbf{F}_{by,s} = -\rho_\beta V_p \mathbf{g} \quad (3.29)$$

sendo  $\rho_\beta$  a massa específica do fluido e  $V_p$  o volume da partícula.

A força do gradiente de pressão  $\mathbf{F}_{pg,s}$ , equação (3.26), aplicada sobre a partícula é devido ao gradiente de pressão gerado na ausência da partícula, que promove a aceleração do fluido ao redor da superfície da partícula. Considerando que o gradiente de pressão é constante para o volume da partícula, pode-se expressar a força deste gradiente (CROWE *et al.*, 1998), por:

$$\mathbf{F}_{pg,s} = -V_p \nabla p_\beta = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\mathbf{u}_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) \quad (3.30)$$

A força de massa virtual  $\mathbf{F}_{vm,s}$ , equação (3.26), é gerada devido a existência de aceleração relativa entre a partícula e a fase fluido. Esta diferença de aceleração entre as fases proporciona o transporte de fluido, que está na periferia da partícula, com a mesma aceleração da partícula. Esta massa de fluido ao redor da partícula é denominada de massa virtual ou aparente (LOTH, 2010). A força necessária para acelerar este acréscimo de massa pode ser expressa, por:

$$\mathbf{F}_{vm,s} = C_{vm} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} \frac{D}{Dt} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (3.31)$$



sendo  $C_{vm}$  o coeficiente de massa virtual e  $D/Dt$  o operador “derivada material”, definido na equação (3.11).

A força de sustentação  $\mathbf{F}_{f,s}$ , equação (3.26), é gerada pelo cisalhamento do fluido devido a passagem da partícula, resultando em uma força transversal ao movimento da partícula em relação a direção do fluido. O cisalhamento sobre o escoamento pode ocorrer devido a presença de gradiente de velocidade do fluido (força de Saffman,  $\mathbf{F}_{ls,s}$ ) e devido a rotação da partícula (força de Magnus,  $\mathbf{F}_{lm,s}$ ). A força de sustentação pode ser expressa, de forma geral (LOTH, 2010), por:

$$\mathbf{F}_{f,s} = \mathbf{F}_{ls,s} + \mathbf{F}_{lm,s} = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\boldsymbol{\omega}_\beta \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) C_{ls} + \boldsymbol{\omega}_p \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) C_{lm}) \quad (3.32)$$

sendo  $\boldsymbol{\omega}_\beta$  e  $\boldsymbol{\omega}_p$  as velocidades angular, respectivamente, do fluido e da partícula e  $C_{ls}$  e  $C_{lm}$  os coeficientes de sustentação, respectivamente, de Saffman e Magnus.

Com base apenas do efeito do gradiente de velocidade do fluido  $\boldsymbol{\omega}_\beta = \nabla \times \mathbf{u}_\beta$ , i.e., sem o efeito da rotação da partícula ( $\boldsymbol{\omega}_p = 0$ ), pode-se definir a força de sustentação sobre a partícula (SAFFMAN, 1965 *apud* MAZZEI, 2008), expressa por:

$$\mathbf{F}_{f,s} = \mathbf{F}_{ls,s} = C_{ls} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\nabla \times \mathbf{u}_\beta) \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (3.33)$$

As forças de colisão  $\mathbf{F}_{p,c}$ , equação (3.19), são decorrentes da interação de contato entre partícula-partícula ou partícula-superfície. Na literatura são encontradas diferentes abordagens para representar as forças de contato, cujas principais são (ZHU *et al.*, 2007): esferas rígidas (*hard sphere*) e esferas amortecidas (*soft sphere*).

Para o presente trabalho, a abordagem de esferas amortecidas é utilizada para representar as colisões das partículas. De forma geral, a força de colisão para uma partícula pode ser dividida em duas componentes (HOOMANS, 2000): força normal  $\mathbf{F}_{n,c}$  e força tangencial  $\mathbf{F}_{t,c}$ , expressa por:

$$\mathbf{F}_{p,c} = \sum (\mathbf{F}_{n,c} + \mathbf{F}_{t,c}) \quad (3.34)$$

Como característica do modelo de esferas amortecidas está a utilização de uma área finita, e não apenas um ponto, para o contato entre as partículas. Este contato é representado pela sobreposição (*overlap*) das partículas (ou partícula e superfícies) através de um sistema de molas (*springs*) e amortecedores (*dashpots*), gerando uma força de repulsão entre os objetos, na direção normal e tangencial de cada contato. A força de mola (conservativa) representa a deformação elástica da colisão enquanto a força de amortecedor (dissipativa) é responsável pela perda de energia cinética devido a colisão inelástica (DENN *et al.*, 2007 e GARG *et al.*, 2012).

Considerando a colisão de uma determinada partícula (a) com uma outra partícula (b), pode-se expressar a componente normal  $\mathbf{F}_{n,c}$  da força de contato, por:

$$\mathbf{F}_{n,c} = -k_n \delta_n \mathbf{n}_{ab} - \eta_n (\mathbf{u}_{ab} \cdot \mathbf{n}_{ab}) \mathbf{n}_{ab} \quad (3.35)$$

sendo  $k_n$  a constante de rigidez de mola na direção normal,  $\delta_n$  a sobreposição das partículas na direção normal,  $\eta_n$  o coeficiente de amortecimento na direção normal,  $\mathbf{n}_{ab}$  o vetor unitário normal e  $\mathbf{u}_{ab}$  a velocidade relativa das partículas. Detalhes sobre a obtenção dos termos da equação (3.35) são descritos no Seção 4.2.3.2.

A componente tangencial  $\mathbf{F}_{t,c}$  da força de contato pode ser diferenciada para duas situações de contato, denominadas de “estática” (*sticking*) e “deslizante” (*sliding*). Quando a força tangencial é suficientemente alta o contato pode ser classificado como “deslizante” durante toda a colisão. Por outro lado, quando a velocidade relativa tangencial na colisão entre as partículas tende a zero, o contato pode ser considerado como “estático”.

Para o cálculo da componente tangencial  $\mathbf{F}_{t,c}$  é utilizado a lei de atrito de Coulomb, em função da força normal de colisão  $\mathbf{F}_{n,c}$ , para o regime de deslizamento  $|\mathbf{F}_{t,c}| > \mu_a |\mathbf{F}_{n,c}|$ , expresso por:

$$\mathbf{F}_{t,c} = \begin{cases} -k_t \delta_t + \eta_t (\mathbf{u}_{ab} \times \mathbf{n}_{ab}) \times \mathbf{n}_{ab} & \text{para } |\mathbf{F}_{t,c}| \leq \mu_a |\mathbf{F}_{n,c}| \\ -\mu_a |\mathbf{F}_{n,c}| \mathbf{t}_{ab} & \text{para } |\mathbf{F}_{t,c}| > \mu_a |\mathbf{F}_{n,c}| \end{cases} \quad (3.36)$$

sendo  $k_t$  a constante de rigidez de mola na direção tangencial,  $\delta_t$  o deslocamento tangencial,  $\eta_t$  o coeficiente de amortecimento na direção tangencial,  $\mathbf{t}_{ab}$  o vetor

unitário tangencial e  $\mu_a$  o coeficiente de atrito. Detalhes sobre o modelo numérico da componente tangencial da força de colisão são descritos na Seção 4.2.3.3.

Considerando a equação (3.20), referente ao movimento angular da partícula, pode-se definir o torque de colisão  $\mathbf{T}_{p,c}$ , em relação a força tangencial de colisão  $\mathbf{F}_{t,c}$ , expresso por:

$$\mathbf{T}_{p,c} = \sum (r_{p,a} \mathbf{n}_{ab} \times \mathbf{F}_{t,c}) \quad (3.37)$$

sendo  $r_{p,a}$  o raio da partícula (a).

Como exemplo de torque de superfície  $\mathbf{T}_{p,s}$ , equação (3.20), pode-se citar o atrito de rolamento sobre o movimento de rotação da partícula, expresso por:

$$\mathbf{T}_{p,s} = -\mu_r |\mathbf{F}_{n,c}| \frac{\boldsymbol{\omega}_p}{|\boldsymbol{\omega}_p|} \quad (3.38)$$

sendo  $\mu_r$  o coeficiente de atrito de rolamento da partícula e  $\boldsymbol{\omega}_p$  a velocidade angular (rotacional) da partícula.

Com base nas considerações feitas para o desenvolvimento do modelo matemático do presente trabalho, sabe-se que o movimento de rotação das partículas sobre o próprio centro de massa é desconsiderado.

### 3.3. Síntese do Capítulo 3

A geometria simplificada do problema proposto é apresentada na Figura 3.2. A metodologia apresentada na Seção 3.1 necessária para representar o fenômeno de invasão para posterior processo de injeção das partículas é resumida para as três etapas (a, b e c) da Figura 3.3. As condições iniciais que diferenciam cada etapa, assim como as condições de contorno para o canal fratura são descritas na Seção 3.1.1. As equações de conservação são formuladas tanto para fase fluido quanto para a fase discreta das partículas, considerando as hipóteses simplificadoras aplicadas ao problema. A Tabela 3.1 resume as equações finais da fase contínua e discreta para cada etapa da Figura 3.3.

**Tabela 3.1. Equações de conservação simplificadas para as etapas (a, b e c) da Figura 3.3.**

Etapa	Fase	Equação de conservação	Expressão
(a)	$\beta$	massa	$\nabla \cdot \mathbf{u}_\beta = 0$
		quantidade de movimento	$\rho_\beta \mathbf{u}_\beta \cdot \nabla \mathbf{u}_\beta = -\nabla p_\beta + \mu_\beta \nabla^2 \mathbf{u}_\beta + \rho_\beta \mathbf{g}$
(b, c)	$\beta$	massa	$\frac{\partial(\varepsilon_\beta \rho_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = 0$
		quantidade de movimento	$\frac{\partial(\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta \mathbf{u}_\beta) = -\varepsilon_\beta \nabla p_\beta + \nabla \cdot (\mu_\beta \varepsilon_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \rho_\beta \varepsilon_\beta \mathbf{g} - \mathbf{F}_{p\beta}$
(c)	$p$	movimento	$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_{g,b} + \underbrace{\mathbf{F}_{d,s} + \mathbf{F}_{by,s} + \mathbf{F}_{pg,s} + \mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{ls,s}}_{\mathbf{F}_{p,s}} + \sum_{\mathbf{F}_{p,c}} (\mathbf{F}_{n,c} + \mathbf{F}_{t,c})$
		posição	$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p$

O modelo numérico para a solução acoplada das equações da fase contínua do fluido e discreta das partículas é apresentado no Capítulo 4.

## 4. MODELO NUMÉRICO

Neste capítulo são apresentadas as principais etapas para a solução numérica do problema proposto, expondo as características e considerações necessárias para a realização das simulações numéricas utilizando o programa ANSYS FLUENT. Na Seção 4.2 é apresentado o modelo DDPM-DEM, utilizado para representar o escoamento particulado. Detalhes da solução numérica para o modelo, que representa o escoamento líquido-sólido, de forma acoplada no programa ANSYS FLUENT, são descritos na Seção 4.3. Por fim, na Seção 4.4, são discutidos e analisados os principais parâmetros numéricos utilizados para a simulação do modelo proposto neste trabalho.

### 4.1. Estratégia de solução do problema

Considerando a divisão feita na caracterização do problema na Seção 1.1, a etapa numérica é dividida em duas partes, diferenciada pelo tipo de escoamento no canal fraturado: escoamento monofásico de fluido, para a análise do fenômeno de invasão, e escoamento bifásico líquido-sólido, para a caracterização do processo de vedação da fratura com material particulado.

Os resultados referentes ao escoamento monofásico são consolidados através da análise dos principais parâmetros geométricos e hidráulicos, caracterizando o fenômeno de invasão no canal fraturado. Estes resultados serão utilizados como base para as condições de operação do problema envolvendo a injeção de material particulado, visando uma solução para estes fenômenos indesejados, através do preenchimento das fraturas.

Com relação ao escoamento líquido-sólido, o qual apresenta uma formulação matemática lagrangeana, é necessária uma modelagem numérica e considerações específicas. Em primeira análise o modelo escolhido deve apresentar algumas características essenciais ao problema proposto:

- Deposição de partículas com formação de empacotamento e leito fixo;
- Interação de duas-vias, com influência do fluido na partícula e da partícula no escoamento da fase contínua;
- Interação de quatro-vias, considerando os efeitos de colisão entre partículas e entre partícula e obstáculos.

Estas características são observadas em uma abordagem lagrangeana, que no código do programa ANSYS FLUENT (FLUENT, 2012) é representada pelo modelo de fase discreta, denominado como *Discrete Phase Model* (DPM). Nesta abordagem o fluido é considerado como uma fase contínua (euleriana), cuja solução é feita pelas equações de Navier-Stokes, enquanto que as partículas são consideradas como uma fase discreta ou dispersa (lagrangeana), cuja solução é feita com base na segunda lei de Newton para o movimento, através do rastreamento de uma quantidade significativa de partículas.

## 4.2. Modelo do escoamento particulado

O modelo adotado neste trabalho, na realidade, é uma combinação dos modelos *Dense Discrete Phase Model* (DDPM) e *Discrete Element Method* (DEM), disponíveis no programa ANSYS FLUENT. O modelo DDPM é responsável pela solução acoplada das equações da fase fluida e das partículas. O modelo DEM é ativado em conjunto com o modelo DDPM para representar as colisões das partículas. Vale ressaltar que o modelo DEM foi incorporado a partir da versão 14 do programa ANSYS FLUENT, que para o atual trabalho fornece um estudo recente para sua modelagem.

### 4.2.1. Modelo de Fase Discreta - DPM

O modelo que representa o escoamento líquido-sólido, através de uma abordagem Euler-Lagrange, no programa ANSYS FLUENT é o Modelo de Fase Discreta DPM (*Discrete Phase Model*). Na formulação padrão do modelo DPM é feita uma consideração em relação à fração volumétrica da fase discreta das partículas, que deve ser suficientemente pequena em comparação com a fração volumétrica da fase contínua ( $\varepsilon_p < 10\%$ ), de modo que a influência desta fração volumétrica seja negligenciada no equacionamento da fase contínua. A forma geral das equações do modelo DPM para a conservação de massa e quantidade de movimento (FLUENT, 2012), para a fase contínua, é expressa, respectivamente, por:

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

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

sendo  $S_{\Sigma\beta}$  os termos fontes de troca de massa com a fase contínua ( $S_{\Sigma\beta} = 0$  para o presente trabalho),  $\mathbf{F}_{DPM}$  o termo fonte do acoplamento para a troca de quantidade de movimento da fase discreta e  $\mathbf{F}_{\Sigma\beta}$  outros termos fontes de forças que atuam sobre a fase contínua ( $\mathbf{F}_{\Sigma\beta} = 0$  para o presente trabalho).

A trajetória da fase discreta é calculada através da solução do conjunto de equações diferenciais ordinárias (com base na segunda lei de Newton), representadas pelas equações (4.3) e (4.4). O cálculo é feito através do balanço de forças que atuam sobre a partícula em relação à própria inércia da partícula. A determinação da velocidade e posição da partícula é resolvida pela integração gradual ao longo de cada passo de tempo da fase discreta. A integração ao longo do tempo da equação (4.3) fornece a velocidade da partícula para cada ponto ao longo da trajetória calculada pela equação (4.4), sendo o conjunto armazenado em um plano referencial lagrangeano. O conjunto de equações (movimento e posição) do modelo DPM, para a fase discreta, é expresso, de forma geral, por:

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = m_p \frac{18\mu_\beta C_D \text{Re}_p}{\rho_p d_p^2} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) + m_p \frac{(\rho_p - \rho_\beta)}{\rho_p} \mathbf{g} + \mathbf{F}_{\Sigma p} \quad (4.3)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (4.4)$$

O primeiro termo (lado direito), equação (4.3), representa a força de arrasto, em função do  $\text{Re}_p$ , definido na equação (3.27). O segundo termo agrupa a força de empuxo em conjunto com a força da gravidade. O último termo da equação,  $\mathbf{F}_{\Sigma p}$ , expressa as demais forças que podem ser incorporadas no modelo DPM. Detalhes sobre as forças que atuam sobre a partícula, disponíveis no modelo proposto neste estudo, são descritos na Seção 4.2.2.

A solução do conjunto de equações diferenciais ordinárias, equações (4.3) e (4.4), pode ser feita através de diferentes métodos de discretização. A utilização do modelo de colisão DEM (Seção 4.2.3), restringe os métodos de solução deste sistema, sendo o esquema implícito de discretização o mais indicado para o cálculo (FLUENT,

2012). Para tanto, a equação (4.3) pode ser reescrita em função da aceleração da partícula  $\mathbf{a}_p$ , expressa, de forma geral, por:

$$\mathbf{a}_p = \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{1}{\tau_d}(\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) + \mathbf{a}_{\Sigma p} \quad (4.5)$$

sendo  $\tau_d$  uma constante de tempo para a aceleração devido a força de arrasto e  $\mathbf{a}_{\Sigma p}$  a soma das demais acelerações que atuam sobre a partícula.

Discretizando a equação (4.3), através do método de Euler implícito para a velocidade da partícula, tem-se a expressão:

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

sendo o índice sobrescrito  $n+1$  o instante de tempo atual para o cálculo da nova variável e o índice  $n$  o instante anterior. Sendo assim,  $\tau_d$ ,  $\mathbf{a}_{\Sigma p}^n$ ,  $\mathbf{u}_\beta^n$  e  $\mathbf{u}_p^n$  são considerados constantes para o cálculo da nova velocidade  $\mathbf{u}_p^{n+1}$ .

A posição  $\mathbf{x}_p$ , equação (4.4), para a nova velocidade da partícula  $\mathbf{u}_p^{n+1}$ , é obtida pelo método implícito de discretização trapezoidal (Crank-Nicholson), expressa por:

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

sendo  $\mathbf{x}_p^{n+1}$  a nova posição da partícula e  $\mathbf{x}_p^n$  a posição da partícula no instante anterior.

Vale ressaltar que o cálculo da velocidade da partícula, equação (4.6), utiliza a velocidade da fase contínua  $\mathbf{u}_\beta$ , previamente calculada no instante de tempo anterior. As demais acelerações  $\mathbf{a}_{\Sigma p}$ , equação (4.5), são calculadas de forma explícita e são utilizadas tanto no cálculo da velocidade da partícula quanto no termo de acoplamento  $\mathbf{F}_{DPM}$ , equação (4.2), da fase contínua. Detalhes sobre o cálculo das forças e acelerações da partícula, assim como o termo de acoplamento entre as fases, são descritos na Seção 4.2.2.



Com relação ao acoplamento entre as fases, embora exista a limitação no modelo DPM, referente à fração volumétrica da fase discreta ( $\varepsilon_p < 10\%$ ), pode-se considerar o efeito da fase discreta sobre a fase contínua através de duas abordagens: desacoplada ou acoplada.

Na abordagem desacoplada (ou acoplamento de uma-via) a fase discreta não tem influência sobre a fase contínua. Por outro lado, a fase contínua sempre exerce influência na fase discreta. Na abordagem acoplada (ou acoplamento de duas-vias) as duas fases (contínua e discreta) apresentam influência uma sobre a outra. O cálculo das equações de cada fase pode ser feito de forma alternada até a obtenção de convergência para a solução acoplada. Detalhes sobre a solução acoplada das fases são descritos na Seção 4.3.

Uma característica particular do modelo DPM é a forma de representação do movimento das partículas, que são consideradas como pontos de massa em movimento. A forma e volume das partículas são tratadas como abstrações, cujos detalhes do escoamento ao redor da geometria das partículas (e.g., vórtices, descolamentos, camada limite) são negligenciados.

Conforme exposto, o modelo DPM possui limitações essenciais em relação ao problema do presente trabalho. A primeira limitação é a inviabilidade de representar de forma correta o escoamento com alta concentração de partículas, que se faz necessário para o preenchimento da fratura. Esta limitação é suprida com a utilização do modelo DDPM (Seção 4.2.2), que modifica as equações da fase contínua, principalmente, pela inclusão do efeito da fração volumétrica de cada fase. Outra restrição encontrada no modelo DPM é em relação à forma de representação pontual das partículas, que inviabiliza as interações de colisões entre as partículas. Esta limitação é superada com a utilização do modelo DEM (Seção 4.2.3), que diferente do modelo DPM, considera as partículas como esferas maciças para um determinado raio. Com isso, o modelo representa as colisões através do cálculo das forças de repulsão em função das deformações das partículas.

#### **4.2.2. Modelo de Fase Discreta Densa - DDPM**

O Modelo de Fase Discreta Densa DDPM (*Dense Discrete Phase Model*) é uma extensão do modelo DPM, disponível no código do programa ANSYS FLUENT, que

permite a solução de problemas com alta concentração de partículas. O modelo DDPM considera a fração volumétrica das partículas na solução das equações da fase contínua, permitindo uma melhor troca de quantidade de movimento no acoplamento entre as fases. Na literatura, o modelo DDPM é considerado como um modelo híbrido, proposto por Popoff e Braun (2007), pois utiliza a abordagem Euler-Euler (para obter os campos médios das propriedades) em conjunto com a abordagem Euler-Lagrange (para obter a trajetória das partículas). A combinação destas abordagens fornece um conjunto de equações para o cálculo dos termos de acoplamento entre as fases e o cálculo da fração volumétrica de cada fase. A forma geral das equações do modelo DDPM para a conservação de massa e quantidade de movimento, para a fase contínua, é expressa, respectivamente, por:

$$\frac{\partial \varepsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = \sum_{\alpha=1}^{fases} (\dot{m}_{\beta\alpha} - \dot{m}_{\alpha\beta}) \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta \mathbf{u}_\beta) = & -\varepsilon_\beta \nabla p_\beta + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{g} + \\ & + \sum_{\alpha=1}^{fases} (K_{\alpha\beta} (\mathbf{u}_\alpha - \mathbf{u}_\beta) + \dot{m}_{\beta\alpha} \mathbf{u}_{\beta\alpha} - \dot{m}_{\alpha\beta} \mathbf{u}_{\alpha\beta}) + \\ & + \mathbf{F}_{DPM} + \mathbf{S}_{DPM} \end{aligned} \quad (4.9)$$

sendo  $\varepsilon_\beta$  a fração volumétrica da fase fluido, equação (2.2).  $\dot{m}_{\beta\alpha}$  e  $\dot{m}_{\alpha\beta}$  representam a transferência de massa, respectivamente, da fase  $\beta$  para a fase  $\alpha$  e da fase  $\alpha$  para a fase  $\beta$ , ambas por unidade de volume da fase principal  $\beta$  (fluido).  $\mathbf{u}_{\beta\alpha}$  e  $\mathbf{u}_{\alpha\beta}$  são as velocidades de transporte entre as fases, determinadas em função do sentido da taxa de transferência da massa (e.g., para  $\dot{m}_{\alpha\beta} > 0$  significa que a fase  $\alpha$  transfere massa para a fase  $\beta$  com velocidade  $\mathbf{u}_{\alpha\beta} = \mathbf{u}_\alpha$ ).  $K_{\alpha\beta}$  é o coeficiente de acoplamento entre as fases.  $\mathbf{F}_{DPM}$  é o termo de acoplamento para a troca de quantidade de movimento devido as forças da fase discreta.  $\mathbf{S}_{DPM}$  é o termo fonte da fase discreta devido ao deslocamento da fase contínua em relação a entrada da fase discreta (partícula) em um determinado volume.

A fração volumétrica de uma determinada fase pode ser obtida de diferentes formas. Para o modelo DDPM, a fração volumétrica  $\varepsilon_\beta$  é determinada de forma implícita através da discretização da equação (4.8), verificando a restrição:

$$\sum_{\alpha=1}^{fases} \varepsilon_{\alpha} = 1 \quad (4.10)$$

O efeito da fração volumétrica da fase discreta sobre a fase contínua gera o deslocamento do fluido, em um volume de controle, devido a passagem de partículas. Embora não exista transferência de massa da partícula para o fluido, o termo  $\mathbf{S}_{DPM}$  é incorporado, equação (4.9), para representar a troca de massa entre as fases em um volume de controle, expresso por:

$$\mathbf{S}_{DPM} = - \sum_{particulas} \left( \frac{(m_p \mathbf{u}_p)_o - (m_p \mathbf{u}_p)_i}{\Delta t} \right) \quad (4.11)$$

O acoplamento entre as fases é feito através do termo  $\mathbf{F}_{DPM}$ , que incorpora a troca (ganho ou perda) de quantidade de movimento, devido à passagem da fase discreta através de cada volume de controle da malha computacional da fase contínua. O termo de acoplamento da quantidade de movimento é expresso por:

$$\mathbf{F}_{DPM} = \sum_{particulas} (K_{p\beta} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_{\beta}) + \mathbf{F}_{\Sigma p\beta}) \dot{m}_p \Delta t \quad (4.12)$$

sendo  $K_{p\beta}$  o coeficiente de acoplamento da força de arrasto ( $\mathbf{F}_d$ ) e  $\mathbf{F}_{\Sigma p\beta}$  as demais forças da fase discreta, incorporadas no DDPM, que possuem acoplamento com o fluido. Para o atual estudo,  $\mathbf{F}_{\Sigma p\beta}$  pode ser representada pelas forças de massa virtual  $\mathbf{F}_{vm}$  e/ou de sustentação  $\mathbf{F}_s$ .

O coeficiente  $K_{p\beta}$  pode ser obtido através de diferentes modelos, com base no cálculo do coeficiente de arrasto  $C_D$ , expresso por:

$$K_{p\beta} = \frac{\varepsilon_p \rho_p f}{\tau_p} \quad (4.13)$$

sendo  $\tau_p$  o tempo de resposta da partícula, equação (2.10), e  $f$  a função com base no coeficiente de arrasto  $C_D$  e  $Re_p$ . Detalhes sobre a determinação do coeficiente de acoplamento entre as fases são descritos no Apêndice B.

Considerando as equações diferenciais ordinárias (4.3) e (4.4), para a trajetória da fase discreta das partículas no plano referencial lagrangeano, pode-se reescrever em função das demais forças que influenciam a aceleração das partículas, disponíveis no modelo DDPM, de forma geral, expressas por:

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_d + \mathbf{F}_{gb} + \mathbf{F}_{pg} + \mathbf{F}_{vm} + \mathbf{F}_{ls} + \mathbf{F}_{DEM} \quad (4.14)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (4.15)$$

A Tabela 4.1 resume as expressões para cada força da equação (4.14).

**Tabela 4.1. Expressões para as forças que atuam sobre a fase discreta das partículas.**

Força	Expressão	Equação
Arrasto	$\mathbf{F}_d = m_p \frac{18\mu_\beta C_D \text{Re}_p}{\rho_p d_p^2} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)$	(4.16)
Gravidade e Empuxo	$\mathbf{F}_{gb} = m_p \frac{(\rho_p - \rho_\beta)}{\rho_p} \mathbf{g}$	(4.17)
Gradiente de pressão	$\mathbf{F}_{pg} = -\frac{m_p}{\rho_p} \nabla p_\beta$	(4.18)
Massa virtual	$\mathbf{F}_{vm} = C_{vm} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} \frac{D}{Dt} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)$	(4.19)
Sustentação	$\mathbf{F}_{ls,i} = m_p \frac{2C_{ls}}{d_p} \frac{(\mu_\beta \rho_\beta)^{1/2}}{\rho_p} \frac{d_{ij}}{(d_{ik} d_{kl})^{1/4}} (\mathbf{u}_{\beta,j} - \mathbf{u}_{p,j})$	(4.20)
Colisão	$\mathbf{F}_{DEM} = \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_t$	(4.21)

O coeficiente de arrasto  $C_D$ , equação (4.16), é obtido em função de diferentes parâmetros e aspectos do escoamento, que são contemplados por diferentes modelos. Detalhes sobre a obtenção do coeficiente  $C_D$  são descritos no Apêndice B.

Na equação (4.17) as forças da gravidade e empuxo são incorporadas em um único termo denominado  $\mathbf{F}_{gb}$ , que relaciona a diferença entre as massas específicas.

A força do gradiente de pressão, equação (4.18), é expressa em função do gradiente de pressão da fase contínua que atua sobre o volume da partícula, devido à ausência da partícula (FLUENT, 2012).

O coeficiente de massa virtual  $C_{vm}$ , equação (4.19), é considerado como uma constante para o modelo DDPM, podendo ser expresso em função de diferentes parâmetros da partícula e do fluido (ZHU *et al.*, 2007).

A força de sustentação (*lift*), equação (4.20), utilizada no modelo DDPM é calculada com base na forma generalizada da equação clássica de Saffman (1965), fornecida pelo trabalho de Li e Ahmadi (1992). O termo  $C_{ls}$  representa a constante de sustentação de Saffman, obtida de forma empírica (HOOMANS, 2000). Observe que a força de sustentação que atua na direção  $i$  do referencial lagrangeano utiliza a velocidade relativa da direção  $j$ , devido a força perpendicular gerada pelo movimento de translação da partícula. O parâmetro  $d_{ij}$  representa o tensor de deformação nas direções  $i$  e  $j$ , expresso na equação (4.22). O termo  $(d_{lk}d_{kl})$  pode ser expresso em função da taxa de cisalhamento média  $\dot{\gamma}$  e do número de Reynolds  $Re_o$  para macro escala turbulenta (OUNIS e AHMADI, 1991), expresso na equação (4.23).

$$d_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (4.22)$$

$$(d_{lk}d_{kl}) = \frac{\dot{\gamma}^2}{2} + 0,225\dot{\gamma} Re_o \quad (4.23)$$

As forças de colisões, equação (4.21), são consideradas através do modelo DEM. Estas forças podem ser divididas, basicamente, em função de dois parâmetros: uma força de repulsão devido à deformação da partícula  $F_n$ , que depende da constante de rigidez do material, e uma força de atrito tangencial  $F_t$ , com base na equação de atrito de Coulomb, que depende principalmente da velocidade relativa entre a partícula e o meio fluido. Estas forças são discutidas na Seção 4.2.3.

Na Seção 4.2.4 é apresentado o resumo das equações do modelo DDPM-DEM.

### 4.2.3. Método de Elemento Discreto - DEM

A partir da versão v.14 do programa ANSYS FLUENT é possível utilizar o Método de Elemento Discreto DEM (*Discrete Element Method*) para representar as colisões de uma determinada fase discreta, presentes em abordagens Euler-Lagrange. No presente trabalho, a utilização deste modelo em conjunto com o modelo DDPM é necessária, principalmente, para considerar os efeitos das colisões das partículas em problemas com alta concentração da fase discreta, assim como representar a possível formação de empacotamento de partículas.

O modelo DEM é implementado com base na proposta do trabalho fundamental de Cundall e Strack (1979), o qual considera as forças de colisões através das deformações entre partículas ou entre partículas e contornos de objetos. Este modelo é também denominado na literatura como *Soft Sphere Approach* (abordagem de esferas amortecidas), que determina as forças de contato através de pequenas sobreposições dos objetos em contato. A sobreposição dos objetos pode ser considerada, na realidade, como as deformações das superfícies dos materiais quando ocorre um impacto.

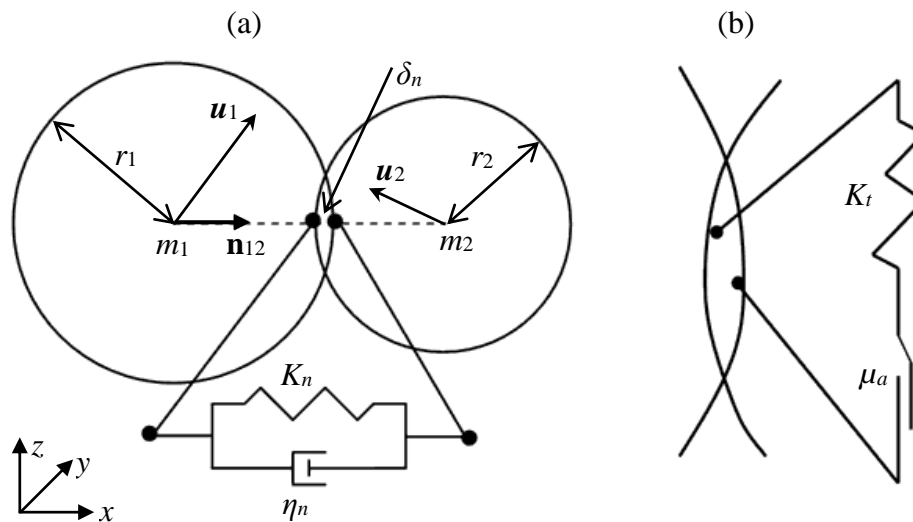
As forças de contato são determinadas em relação à magnitude da sobreposição dos objetos, assim como da velocidade relativa do par de colisão. No programa ANSYS FLUENT, o modelo DEM fornece três modelos para o cálculo das forças de colisões, que representam diferentes efeitos de contato entre os objetos. Os modelos disponíveis são:

- Modelo linear de contato normal: mola (*spring*)
- Modelo de contato amortecido: mola-amortecedor (*spring-dashpot*)
- Modelo de contato tangencial: atrito (*friction*)

A Figura 4.1 representa esquematicamente a forma de contato entre duas partículas, (1) e (2), com massas  $m_1$  e  $m_2$ , respectivamente, considerando os parâmetros envolvidos em cada modelo de colisão.

A Figura 4.1.(a) apresenta os principais parâmetros relacionados ao modelo de colisão mola-amortecedor, que proporciona uma força normal de repulsão das partículas, sendo  $\mathbf{n}_{12}$  o vetor unitário na direção normal do contato entre as partículas (1) e (2),  $\delta_n$  a sobreposição (*overlap*) dos diâmetros na direção normal do contato,

$K_n$  a constante de rigidez na direção normal e  $\eta_n$  a constante de amortecimento do contato na direção normal. A Figura 4.1.(b) apresenta os parâmetros relacionados ao modelo de contato de atrito, que proporciona uma força tangencial interna de deslocamento entre as partículas, sendo  $\mu_a$  o coeficiente de atrito e  $K_t$  a parcela tangencial da constante de rigidez  $K_n$ , proveniente da força normal de contato.



**Figura 4.1. Representação esquemática: (a) contato normal amortecido devido a deformação linear; (b) contato com deslocamento tangencial devido ao atrito.**

A constante de rigidez  $K_n$  das partículas, para a direção normal do contato, é fornecida ao modelo de colisão para o cálculo das forças de contato, podendo ser estimada pela expressão (FLUENT, 2012):

$$K_n = \frac{\pi \mathbf{u}_{12}^2}{3 \varepsilon_\delta^2} d_p \rho_p \quad (4.24)$$

sendo  $d_p$  o diâmetro da partícula,  $\rho_p$  a massa específica da partícula,  $\varepsilon_\delta$  a fração do diâmetro permitida para sobreposição e  $\mathbf{u}_{12}$  a velocidade relativa entre a colisão de das partículas, expressa por:

$$\mathbf{u}_{12} = \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1 \quad (4.25)$$

A estimativa do valor da constante  $K_n$ , equação (4.24), deve satisfazer uma determinada configuração de colisão restritiva, que considera o maior diâmetro e

maior velocidade relativa para um par de colisão (e.g., partícula-partícula, partícula-superfície). Para isso, o valor de  $K_n$  deve ser alto o suficiente para que exista uma máxima sobreposição, que deve ser suficientemente pequena em comparação com o diâmetro da partícula.

#### 4.2.3.1 Modelo de colisão de mola

Considerando o modelo linear de contato normal, define-se o vetor unitário na direção normal  $\mathbf{n}_{12}$ , do contato entre as partículas (1) e (2), por

$$\mathbf{n}_{12} = \frac{\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1}{|\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1|} \quad (4.26)$$

sendo  $\mathbf{x}_1$  e  $\mathbf{x}_2$  o vetor posição das partículas (1) e (2), respectivamente.

A sobreposição das partículas na direção normal  $\delta_n$ , cujo valor negativo indica a presença do contato, é expressa por:

$$\delta_n = |\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1| - (r_1 + r_2) \quad (4.27)$$

sendo  $r_1$  e  $r_2$  a magnitude do raio das partículas (1) e (2), respectivamente.

A força normal sobre a partícula (1), resultante da colisão, é calculada considerando o valor da constante  $K_n$  fornecida ao modelo, resultando na expressão:

$$\mathbf{F}_{n,1} = K_n \delta_n \mathbf{n}_{12} \quad (4.28)$$

A força sobre a partícula (2) é determinada com base na terceira lei de Newton, atuando na direção oposta da força  $\mathbf{F}_{n,1}$ , equação (4.28), com a mesma magnitude, expressa por:

$$\mathbf{F}_{n,2} = -\mathbf{F}_{n,1} \quad (4.29)$$



#### 4.2.3.2 Modelo de colisão mola-amortecedor

Considerando o modelo linear de contato normal com a presença de amortecimento, define-se primeiramente um coeficiente de restituição para o par de colisão partícula-objeto  $e_{p-o}$  (partículas  $e_{p-p}$ , superfícies  $e_{p-s}$  e paredes  $e_{p-w}$ ), que deve satisfazer a restrição  $0 < e_{p-o} \leq 1$ . Este coeficiente é utilizado na determinação da constante de amortecimento  $\eta_n$ , expressa por:

$$\eta_n = -2 \frac{m_{12} \ln e_{p-o}}{t_{col}} \quad (4.30)$$

sendo  $m_{12}$  a massa reduzida das partículas (1) e (2), equação (4.31), e  $t_{col}$  a escala de tempo da colisão entre as partículas, equação (4.32).

$$m_{12} = m_1 m_2 / (m_1 + m_2) \quad (4.31)$$

$$t_{col} = \sqrt{\frac{m_{12}}{K_n} (\pi^2 + \ln^2 e_{p-o})} \quad (4.32)$$

A força normal amortecida sobre a partícula (1), resultante da colisão, é calculada considerando os valores de  $K_n$  e  $\eta_n$ , resultando na expressão:

$$\mathbf{F}_{n,1} = (K_n \delta_n + \eta_n (\mathbf{u}_{12} \cdot \mathbf{n}_{12})) \mathbf{n}_{12} \quad (4.33)$$

A força da partícula (2) é determinada da mesma forma da equação (4.29).

#### 4.2.3.3 Modelo de colisão de atrito

Considerando o modelo de contato interno tangencial, pode-se definir a força de atrito, devido a colisão das partículas (1) e (2), com base na equação de atrito de Coulomb, expressa por:

$$\mathbf{F}_t = -\mu_a |\mathbf{F}_n| \mathbf{t}_{12} \quad (4.34)$$

sendo  $\mu_a$  o coeficiente de atrito,  $\mathbf{F}_n$  a força de colisão normal e  $\mathbf{t}_{12}$  o vetor unitário na direção tangencial do contato entre as partículas (1) e (2).

A direção da força de atrito  $\mathbf{F}_t$  atua na direção oposta ao movimento relativo tangencial das partículas (1) e (2), podendo anular o movimento de deslizamento entre as partículas durante o contato.

A velocidade relativa tangencial das partículas (1) e (2) é definida em função da velocidade relativa  $\mathbf{u}_{12}$ , expressa por:

$$\mathbf{u}_{t,12} = \mathbf{u}_{12} - \mathbf{u}_{n,12} = \mathbf{u}_{12} - (\mathbf{u}_{12} \cdot \mathbf{n}_{12})\mathbf{n}_{12} \quad (4.35)$$

sendo  $\mathbf{u}_{n,12}$  a componente normal da velocidade relativa das partículas (1) e (2).

O vetor unitário na direção tangencial do contato  $\mathbf{t}_{12}$  é expresso em função da velocidade relativa tangencial das partículas durante o contato, por:

$$\mathbf{t}_{12} = \frac{\mathbf{u}_{t,12}}{|\mathbf{u}_{t,12}|} \quad (4.36)$$

O coeficiente de atrito  $\mu_a$  é calculado em função da magnitude da velocidade relativa tangencial  $|\mathbf{u}_{t,12}|$  das partículas (FLUENT, 2012), expresso por:

$$\mu_a(\mathbf{u}_{t,12}) = \begin{cases} \mu_s + (\mu_s - \mu_g) \left( \frac{|\mathbf{u}_{t,12}|}{U_g} - 2 \right) \frac{|\mathbf{u}_{t,12}|}{U_g} & \text{para } |\mathbf{u}_{t,12}| \leq U_g \\ \mu_g & \text{para } U_g < |\mathbf{u}_{t,12}| \leq U_l \\ \frac{1 + (|\mathbf{u}_{t,12}| - U_l) / s_l}{1 + (\mu_g / \mu_l)(|\mathbf{u}_{t,12}| - U_l) / s_l} & \text{para } |\mathbf{u}_{t,12}| > U_l \end{cases} \quad (4.37)$$

sendo  $U_g$  e  $U_l$  as velocidades, respectivamente, de deslizamento (*gliding*) e limite das partículas,  $\mu_s$ ,  $\mu_g$  e  $\mu_l$  os coeficientes, respectivamente, de atrito estático (*sticking*), de deslizamento (*gliding*) e limite, e  $s_l$  o parâmetro que determina a rapidez com que  $\mu_a$  tende a  $\mu_l$ .

As forças de colisão normal, equação (4.33), e tangencial, equação (4.34), são incorporadas através do termo  $\mathbf{F}_{DEM} = \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_t$ , na equação (4.14), para capturar os efeitos das interações de colisões no movimento de cada partícula ao longo de sua trajetória.

#### 4.2.4. Síntese das equações do modelo DDPM-DEM

Considerando as forças e termos fontes que atuam na fase contínua, assim como os termos de acoplamento da fase discreta, pode-se reescrever as equações (4.8) e (4.9), para a conservação da massa e quantidade de movimento da fase contínua (fluido), respectivamente, por:

$$\frac{\partial \varepsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = 0 \quad (4.38)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta \mathbf{u}_\beta) = & -\varepsilon_\beta \nabla p_\beta + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{g} + \\ & + \sum_{particulas} \left( K_{p\beta} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \frac{\mathbf{F}_{vm} + \mathbf{F}_{ls}}{m_p} \right) \dot{m}_p \Delta t + \\ & - \sum_{particulas} \left( (\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{sai} - (\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{entra} \right)_{\text{explícito}} \end{aligned} \quad (4.39)$$

Considerando as acelerações devido as forças que atuam sobre as partículas, pode-se reescrever o conjunto de equações (4.14) e (4.15), para o cálculo da velocidade e posição das partículas, respectivamente, por:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = & \underbrace{\frac{18\mu_\beta C_D \text{Re}_p}{\rho_p d_p^2} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)}_{\mathbf{F}_d} + \underbrace{\frac{(\rho_p - \rho_\beta)}{\rho_p} \mathbf{g}}_{\mathbf{F}_{gb}} - \underbrace{\frac{1}{\rho_p} \nabla p_\beta}_{\mathbf{F}_{pg}} + \\ & + \underbrace{C_{vm} \frac{\rho_\beta D}{\rho_p Dt} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)}_{\mathbf{F}_{vm}} + \underbrace{\frac{2K_{ls} (\mu_\beta \rho_\beta)^{1/2}}{d_p \rho_p} \frac{d_{ij}}{(d_{lk} d_{kl})^{1/4}} (\mathbf{u}_{\beta,j} - \mathbf{u}_{p,j})}_{\mathbf{F}_{ls}} + \\ & + \underbrace{(K_n \delta_n + \eta_n (\mathbf{u}_{12} \cdot \mathbf{n}_{12})) \mathbf{n}_{12}}_{\mathbf{F}_n} - \underbrace{\mu_a |\mathbf{F}_n| \mathbf{t}_{12}}_{\mathbf{F}_t} \end{aligned} \quad (4.40)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (4.41)$$

O conjunto das equações (4.40) e (4.41), para o transporte da partícula, é resolvido pelo método implícito de Euler, apresentado no conjunto das equações (4.6) e (4.7).

A solução das equações (4.38) e (4.39), da fase contínua do fluido acoplada com a fase discreta das partículas, é realizada pelo algoritmo PC-SIMPLE, disponível no programa ANSYS FLUENT. Detalhes sobre o algoritmo de solução acoplado e esquemas de discretização das equações são descritos na Seção 4.3.

### 4.3. Solução acoplada do modelo DDPM-DEM

Nesta seção é apresentada uma visão geral dos algoritmos de solução numérica, utilizados no programa ANSYS FLUENT, para o cálculo das equações do modelo DDPM-DEM, resumidas na Seção 4.2.4.

O programa ANSYS FLUENT utiliza o método dos volumes finitos (PATANKAR, 1980), que consiste na divisão do domínio do problema em um número finito de volumes de controle, cujo balanço dos fluxos de uma determinada variável ( $\varphi$ ) deve verificar os princípios de cada equação de conservação aplicada.

Para o presente trabalho, a solução do conjunto de equações do problema é feita com base no método de correção da pressão (*Pressure-Based Solver*) de forma segregada (CHORIN, 1968), através do algoritmo de acoplamento pressão-velocidade PC-SIMPLE (VASQUEZ e IVANOV, 2000). O algoritmo de solução PC-SIMPLE (*Phase Coupled SIMPLE*) é uma extensão do modelo SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*), desenvolvido por Patankar e Spalding (1972).

O algoritmo de solução segregado calcula as equações de conservação de forma sequencial e individual para cada variável ( $u_{\beta,x}$ ,  $u_{\beta,y}$ ,  $p_{\beta}$  e  $\varepsilon_{\beta}$ ), através de uma rotina de cálculo iterativo, devido ao acoplamento das equações. A rotina numérica realizada para cada iteração ( $i$ ) do algoritmo segregado é expressa, de forma sequencial, por:

- (1) Atualização das propriedades do fluido ( $\rho_{\beta}$  e  $\mu_{\beta}$  são constantes);
- (2) Solução da equação da quantidade de movimento ( $u_{\beta,x}^*$  e  $u_{\beta,y}^*$ ), utilizando os últimos valores de pressão ( $p_{\beta}^{i-1}$ ) e fluxos de massa ( $J_f^{i-1}$ );

- (3) Solução da equação de correção da pressão ( $p_\beta^i$ ), utilizando os valores das velocidades ( $u_{\beta,x}^{*i}$  e  $u_{\beta,y}^{*i}$ ) e fluxos de massa ( $J_f^{*i}$ ) obtidos no passo (2);
- (4) Correção dos fluxos de massa ( $J_f^i$ ), pressão ( $p_\beta^i$ ) e campo de velocidades ( $u_{\beta,x}^i$  e  $u_{\beta,y}^i$ ), utilizando a correção da pressão ( $p_\beta^i$ ) obtida no passo (3);
- (5) Solução das equações para propriedades escalares adicionais (ausentes para o atual trabalho);
- (6) Atualização dos termos fontes da fase contínua devido a interação com outras fases ( $\mathbf{u}_p$ ,  $K_{p\beta}$ ,  $\mathbf{F}_{vm}$ ,  $\mathbf{F}_{ls}$ ,  $\dot{m}_p$ ,  $\varepsilon_p$  e  $\varepsilon_\beta$ ), implicando na solução da fase discreta das partículas, utilizando os valores atualizados no passo (4);
- (7) Verificação da convergência e resíduos das equações, repetindo o processo até que um critério de convergência seja atingido.

sendo  $J_f = \rho_\beta u_{\beta,f}$  o fluxo de massa que passa por uma face  $f$  com área  $A_f$ .

No passo (2) as equações de conservação, na forma geral para o transporte de uma variável, são convertidas em equações algébricas através da técnica dos volumes de controle. Esta técnica consiste na integração da equação de transporte da variável ( $\varphi$ ) através de cada volume de controle ( $V$ ), determinada por:

$$\int_V \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \varphi) dV = \int_V \nabla \cdot (\Gamma_\varphi \nabla \varphi) dV + \int_V S_\varphi dV \quad (4.42)$$

sendo  $\Gamma_\varphi$  e  $S_\varphi$  o coeficiente de difusão e termo fonte da variável  $\varphi$ .

As integrais dos termos convectivos e difusivos, equação (4.42), podem ser convertidas em integrais de superfície ( $S$ ), reescrita por:

$$\int_V \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u} \varphi \cdot d\mathbf{A} = \int_S \Gamma_\varphi \nabla \varphi \cdot d\mathbf{A} + \int_V S_\varphi dV \quad (4.43)$$

sendo  $\mathbf{A}$  o vetor de área de superfície.

A discretização da equação (4.43), para cada volume de controle, é obtida pela linearização dos quatro tipos de termos de transporte da variável  $\varphi$ : transitório, convectivo, difusivo e termo fonte.

A discretização temporal, para o presente trabalho, é realizada de forma implícita com precisão de primeira ordem, obtida por:

$$\varphi^{n+1} = \varphi^n + \Delta t F(\varphi_{nb}^{n+1}) \quad (4.44)$$

sendo o índice sobrescrito  $n+1$  o instante de tempo atual e o índice  $n$  o instante anterior.  $F(\varphi)$  é a função que incorpora as discretizações espaciais dos outros termos, equação (4.43), e  $\varphi_{nb}$  representa o valor das variáveis dos volumes de controle vizinhos de  $\varphi$ .

A discretização espacial para os termos convectivos de equação (4.43), expressa o valor de cada variável  $\varphi$ , nas faces dos volumes de controle, utilizando uma função de interpolação. O esquema de interpolação para os termos convectivos, utilizado no presente trabalho, é o *Upwind* de primeira ordem (VERSTEEG e MALALASEKERA, 1995).

A discretização dos gradientes da equação (4.43) é necessária para expressar os valores de escalares nas faces dos volumes de controle, assim como para determinar os termos de difusão e as derivadas de velocidade. A avaliação dos gradientes, no presente trabalho, é feita pelo método dos mínimos quadrados, com base nos valores do centro do volume de controle (*Least Squares Cell-Based*), disponível no modelo DDPM-DEM (FLUENT, 2012), utilizando o processo de Gram-Schmidt (ANDERSON e BONHUS, 1994) para decompor a matriz geométrica (função dos centroides dos volumes de controle) em cada volume de controle.

Aplicando os esquemas de discretização para a equação de conservação da quantidade de movimento, pode-se obter o valor da velocidade  $u_{\beta,x}$ , na forma linearizada, através da expressão:

$$a_p u_i = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + \sum_{faces} p_f |\mathbf{A}| \cdot \mathbf{e}_f + S \quad (4.45)$$

sendo  $a_p$  e  $a_{nb}$  os coeficientes de linearização, respectivamente, para a velocidade no ponto de integração  $i$  e seus vizinhos  $nb$ ,  $|\mathbf{A}| \cdot \mathbf{e}_f$  a área do volume de controle na direção  $f$  que atua a pressão  $p_f$  e  $S$  o termo fonte das demais forças que atuam sobre o volume de controle.

Para a solução da equação da pressão no passo (3), primeiramente, obtém-se a discretização para a equação da continuidade da massa, resultando na expressão:

$$\sum_{\text{faces}} J_f A_f = 0 \quad (4.46)$$

sendo  $J_f = \rho \beta u_{\beta,f}$  o fluxo de massa que passa por uma face  $f$  com área  $A_f$ .

A equação da pressão (ou correção da pressão) é obtida através das equações (4.45) e (4.46) (quantidade de movimento e continuidade), de modo que o campo de velocidade, corrigido pela pressão, verifique a equação da continuidade. Para isso, é necessário interpolar os valores da velocidade para os centros dos volumes de controle ( $u_{ci}$ ). O programa ANSYS FLUENT utiliza uma média ponderada da quantidade de movimento, através de fatores de ponderação com base no coeficiente  $a_p$  da equação (4.45) (RHIE e CHOW, 1983). Utilizando este procedimento, pode-se obter a equação para o fluxo de massa  $J_f$ , em função das pressões (no centro dos volumes de controle  $p_{ci}$ ) em ambos os lados da face  $f$ , expressa por:

$$J_f = \hat{J}_f + d_f (p_{c0} - p_{c1}) \quad (4.47)$$

sendo  $\hat{J}_f$  o parâmetro que contém a influência das velocidades e  $d_f$  uma função da média dos coeficientes de quantidade de movimento  $a_p$ , expressos por:

$$\hat{J}_f = \rho \frac{a_{P,c0} u_{n,c0} + a_{P,c1} u_{n,c1}}{a_{P,c0} + a_{P,c1}} \quad (4.48)$$

$$d_f = d_{ap} \left( 1 + \frac{(\Delta p|_{c0} \cdot \mathbf{x}_0) - (\Delta p|_{c1} \cdot \mathbf{x}_1)}{p_{c0} - p_{c1}} \right) \quad (4.49)$$

sendo  $u_{n,c0}$  e  $u_{n,c1}$  as velocidades normais em ambos os lados da face  $f$ , localizadas no centro dos volumes de controle, com coordenadas, respectivamente,  $\mathbf{x}_0$  e  $\mathbf{x}_1$ .

O algoritmo de solução PC-SIMPLE utiliza a equação (4.47), para determinar a equação de correção da pressão, expressa por:

$$a_p p' = \sum_{nb} a_{nb} p'_{nb} + \sum_{faces} J_f^* A_f \quad (4.50)$$

sendo  $J_f^*$  o fluxo calculado inicialmente que não verifica a continuidade, sendo corrigido posteriormente ( $J_f = J_f^* + J'_f$ ) com o valor de  $p'$  através da expressão:

$$J'_f = d_f (p'_{c0} - p'_{c1}) \quad (4.51)$$

Considerando a atualização dos termos de acoplamento da fase contínua, obtida no passo (6) do processo iterativo do algoritmo PC-SIMPLE, implica na solução da fase discreta das partículas. Dependendo do número de partículas para serem rastreadas, a atualização destes termos de acoplamento em cada iteração pode ser inviável. Para tanto, o número de atualizações destes termos pode ser controlada (reduzida) para um determinado número de iterações da fase contínua. Este controle é feito pelos parâmetros numéricos de solução do modelo DDPM, considerando uma abordagem acoplada (ou acoplamento de duas-vias). Uma prática comum nesta solução é realizar apenas uma atualização durante o processo iterativo da fase contínua, sendo os termos de acoplamento atualizados ao final das iterações. Desta forma, a atualização é feita para cada passo de tempo da fase contínua.

Conforme exposto, a atualização dos termos do passo (6), requer a solução da fase discreta acoplada a fase fluida. A solução do conjunto das equações para o transporte das partículas, equações (4.40) e (4.41), é obtida pelas equações (4.6) e (4.7), conforme comentado na Seção 4.2.4.

De forma geral, a rotina numérica para a simulação e solução acoplada das fases contínua (fluido) e discreta (partículas), obedece os seguintes passos:

- (1) Solução da fase contínua para obter os campos do escoamento (antes de introduzir a fase discreta das partículas);
- (2) Introdução da fase discreta através do cálculo das trajetórias das partículas para cada processo de injeção do domínio lagrangeano;
- (3) Atualização do escoamento da fase contínua através dos termos de acoplamento provenientes do cálculo da fase discreta do passo (2).
- (4) Atualização das trajetórias da fase discreta devido a mudança do campo de escoamento da fase contínua do passo (3);



- (5) Repetição dos passos (3) e (4) até a solução convergida, verificada na ausência da mudança, em cada rotina de cálculo, tanto do campo do escoamento, quanto da trajetória das partículas.

A solução do cálculo das variáveis da fase discreta é armazenada no referencial lagrangeano do domínio, sendo a influência das propriedades das partículas aplicadas sobre os volumes de controle da malha computacional do fluido. Para tanto, o modelo DDPM utiliza uma técnica para a distribuição dos valores, das variáveis DPM calculadas, com base nos nós dos volumes de controle da fase contínua. Detalhes sobre este processo são descritos na Seção 4.3.1.

#### 4.3.1. Distribuição com base na média dos nós

A solução com base na média dos nós (*Node Based Averaging*), consiste na técnica de distribuição, das variáveis DPM das partículas, para os nós dos volumes de controle vizinhos da malha computacional, que inicialmente são armazenados apenas no próprio volume de controle em que as partículas estão presentes.

Vale ressaltar que este método de distribuição foi incorporado a partir da versão 14 do programa ANSYS FLUENT, que para o atual trabalho fornece uma alternativa recente para os parâmetros computacionais do modelo utilizado. Esta distribuição reduz a dependência da malha, aumentando a estabilidade numérica para as simulações com o modelo DDPM-DEM, devido a suavização do efeito das partículas sobre a solução do escoamento da fase contínua. A utilização do modelo DDPM em conjunto com o modelo DEM possui outras limitações em relação aos parâmetros numéricos da malha computacional CFD e o diâmetro das partículas, discutidos na Seção 4.4.2.

Considerando a variável  $\varphi$ , pode-se obter uma média  $\varphi_{nó,av}$ , dos nós dos volumes de controle da malha CFD, através da expressão:

$$\varphi_{nó,av} = \sum_k^{parcelas} N_{p,k} W_k (\mathbf{x}_p^k - \mathbf{x}_{nó}) \varphi_p \quad (4.52)$$

sendo  $\varphi_{nó,av}$  a acumulação da variável da partícula  $\varphi_p$  no nó da malha, referente a todas as parcelas  $k$ . Uma parcela  $k$  pode conter várias partículas, sendo  $N_{p,k}$  o número de partículas na parcela. Para o presente trabalho  $N_{p,k}=1$ , devido às limitações para a utilização do modelo DEM, discutidas na Seção 4.4.2. O parâmetro  $w_k$  é uma função de ponderação (de acúmulo ou distribuição), referente a posição das parcelas  $\mathbf{x}_p^k$  e dos nós da malha  $\mathbf{x}_{nó}$ .

A ativação da técnica da média dos nós permite a escolha de diferentes funções de ponderação  $w_k$ . O presente trabalho utiliza uma função gaussiana, para a ponderação dos valores (APTE *et al.*, 2008 e KAUFMANN *et al.*, 2008), expressa por:

$$w_k(\mathbf{x}_p^k - \mathbf{x}_{nó}) = \left(\frac{a}{\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-a \frac{|\mathbf{x}_p^k - \mathbf{x}_{nó}|^2}{\Delta x_V^2}\right) \quad (4.53)$$

sendo  $a$  o fator de distribuição gaussiana e  $\Delta x_V$  o comprimento característico do volume de controle que contém a parcela.

#### 4.4. Parâmetros numéricos do modelo DDPM-DEM

A modelagem numérica para a utilização da combinação dos modelos DDPM-DEM no programa ANSYS FLUENT é significativamente complexa. Diferentes parâmetros numéricos devem ser analisados e interpretados com determinada precisão. Dentre os principais parâmetros, necessários para a correta modelagem do problema, destacam-se os relacionados na escolha do passo de tempo de simulação para a fase discreta (Seção 4.4.1), assim como os relacionados com a modelagem da superfície de injeção das partículas (Seção 4.4.2). No Apêndice C são fornecidos, de maneira resumida, os demais parâmetros para a simulação do modelo DDPM-DEM.

##### 4.4.1. Passo de tempo

O passo de tempo para o cálculo da fase discreta das partículas é o principal parâmetro para a correta representação da trajetória das partículas. A utilização do modelo DEM restringe significativamente a utilização de grandes passos de tempo,

devido à necessidade de um período de tempo de permanência em contato das partículas em uma colisão. A utilização de passos de tempo significativamente pequenos torna o custo computacional excessivo, sendo necessária uma escala de tempo de referência para arbitrar o maior passo de tempo que contemple as restrições de colisão entre partículas, assim como as restrições da modelagem da injeção das partículas (Seção 4.4.2) do método utilizado.

A principal escala para arbitrar o passo de tempo da fase discreta ( $\Delta t_p$ ) é o passo de tempo de Rayleigh (EDEM, 2009), expresso por:

$$\Delta t_{Ra} = \frac{\pi(d_p / 2)(\rho_p / E)^{1/2}}{(0,1631\nu + 0,8766)} \quad (4.54)$$

sendo  $E$  o módulo de elasticidade da partícula. Usualmente, arbitra-se uma porcentagem desta escala de tempo.

A correlação para o módulo de elasticidade da partícula em função da constante de rigidez  $K_n$ , pode ser expressa por (FRIES *et al.*, 2011):

$$K_n = \frac{4}{3} \bar{E} (\bar{R})^{1/2} \quad (4.55)$$

$$\frac{1}{\bar{E}} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}; \quad \bar{R} = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \quad (4.56)$$

Considerando que as partículas possuem o mesmo raio ( $r_p$ ) e coeficiente de Poisson ( $\nu$ ), pode-se reescrever a equação (4.55), como:

$$E = 3K_n \frac{(1-\nu^2)}{(d_p)^{1/2}} \quad (4.57)$$

Outras escalas de tempo utilizadas são relacionadas ao tempo de colisão entre duas partículas. Para uma colisão perfeitamente elástica, estima-se a escala de tempo expressa por:

$$\Delta t_\eta = \pi \sqrt{m_p / K_n} \quad (4.58)$$

O tempo para a sobreposição máxima ( $\varepsilon_{d,\max}$ ) para a colisão de duas partículas é expresso por:

$$\Delta t_\delta = \varepsilon_d d_p / |\mathbf{u}_{12,\max}| \quad (4.59)$$

Estas escalas de tempo são utilizadas em comparação com a escala de tempo de Rayleigh para arbitrar de forma coerente o melhor passo de tempo para a fase discreta. Detalhes sobre a utilização destas escalas são apresentados na Seção 6.3, para os testes, respectivamente, da constante de rigidez e do passo de tempo da fase discreta.

#### 4.4.2. Injeção das partículas

O processo de injeção das partículas em um determinada superfície envolve a análise de um número significativo de fatores e parâmetros numéricos. A Tabela 4.2 resume os principais parâmetros e propriedades envolvidos no processo de injeção das partículas através de uma superfície no interior do domínio lagrangeano.

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

Propriedade / Parâmetro	Símbolo	Unidade
Massa específica da partícula	$\rho_p$	[kg m <sup>-3</sup> ]
Diâmetro da partícula	$d_p$	[m]
Posição da superfície de injeção	$l_{IP}$	[m]
Comprimento da superfície de injeção	$h_{IP}$	[m]
Número de pontos de injeção	$n_{IP}$	[-]
Espaçamento dos pontos de injeção	$e_{IP}$	[m]
Passo de tempo da injeção de partículas	$\Delta t_{IP}$	[s]
Velocidade média de injeção das partículas	$U_{p,IP}$	[m s <sup>-1</sup> ]
Vazão mássica de partículas	$\dot{m}_{p,IP}$	[kg s <sup>-1</sup> ]
Números de partículas por segundo	$N_{p,IP}$	[s <sup>-1</sup> ]

Para uma determinada superfície de injeção (localizada no domínio em  $l_{IP}$ ), com comprimento  $h_{IP}$ , é considerado um número de pontos  $n_{IP}$  (espaçados por  $e_{IP}$ ), dos quais, as partículas são injetadas constantemente, com velocidade  $U_{p,IP}$  uniforme, a cada passo de tempo de injeção  $\Delta t_{IP}$ . Com isso, a superfície  $h_{IP}$  possui uma vazão mássica constante  $\dot{m}_{p,IP}$  no domínio, gerando um número constante de partículas  $N_{p,IP}$

por segundo. A injeção das partículas é realizada com o mesmo passo de tempo do fluido  $\Delta t_\beta$ , que é diretamente relacionado com o passo de tempo da fase discreta  $\Delta t_p$ , utilizados para a solução numérica iterativa do problema.

O processo de injeção possui algumas restrições e limitações em relação ao passo de tempo  $\Delta t_{IP}$ , a velocidade uniforme de injeção  $U_{p,IP}$ , o comprimento da superfície de injeção  $h_{IP}$ , o espaçamento entre os pontos  $e_{IP}$  e a vazão mássica de partículas injetadas no domínio  $\dot{m}_{p,IP}$ .

Conforme exposto, a utilização do modelo DEM restringe a utilização de grandes passos de tempo da fase discreta  $\Delta t_p$ . Por outro lado, o passo de tempo de injeção,  $\Delta t_{IP}$ , deve ser grande o suficiente para que não exista uma sobreposição inicial entre as partículas na superfície de injeção, atendendo a condição:

$$\Delta t_{IP} > d_p / U_{p,IP} \quad (4.60)$$

sendo  $U_{p,IP}$  a velocidade uniforme de injeção da superfície de todas as partícula.

A velocidade uniforme de injeção,  $U_{p,IP}$ , deve ser semelhante a velocidade do escoamento do fluido na região da injeção  $l_{IP}$ , para evitar grandes perturbações devido a aceleração relativa entre as fases. Neste mesmo contexto, a superfície  $h_{IP}$  deve evitar regiões de estagnação do fluido (e.g., camada limite das paredes, zonas de recirculação do fluido).

Outra condição de restrição é considerada para o número de partículas que uma parcela pode ocupar  $N_{p,k}$ . Para a utilização específica do modelo de colisão DEM é recomendado à utilização de uma relação unitária, i.e., uma parcela representa apenas uma partícula. Esta restrição é atendida através do controle da vazão mássica  $\dot{m}_{p,IP}$  injetada na superfície  $h_{IP}$ , expressa por:

$$N_{p,k} = \dot{m}_{p,IP} \frac{\Delta t_{IP}}{n_{IP} m_{p,1}} = 1 \quad (4.61)$$

sendo  $m_{p,IP}$  a massa de todas as partículas de  $n_{IP}$  injetadas no passo de tempo  $\Delta t_{IP}$ .

Detalhes sobre os parâmetros de injeção são descritos na Seção 6.3, que resume os testes preliminares necessários para o processo de injeção das partículas.

Neste Capítulo 4 foi detalhado o sistema de solução do modelo DDPM-DEM, realizado através do algoritmo acoplado PC-SIMPLE, assim como os principais parâmetros necessários para a simulação numérica de problemas que contemplem o escoamento líquido-sólido. A verificação deste modelo numérico é apresentada Capítulo 5, em relação a diferentes problemas encontrados na literatura.

## 5. PROBLEMAS DE VERIFICAÇÃO

Neste capítulo são apresentados alguns dos problemas disponíveis na literatura, para a comparação e verificação da solução acoplada proveniente da utilização do modelo DDPM-DEM.

Os problemas investigados fazem referência a diferentes tipos de domínios e condições de contorno para o escoamento de partículas discretas em um meio fluido, podendo a fase contínua ser líquida ou gasosa, analisando os diferentes aspectos em relação ao comportamento da fase particulada.

As verificações são realizadas para os seguintes tipos de problemas:

- (i) Velocidade terminal da partícula (Seção 5.1);
- (ii) Sedimentação de partículas (Seção 5.2);
- (iii) Leito fluidizado (Seção 5.3);
- (iv) Escoamento horizontal estratificado (Seção 5.4).

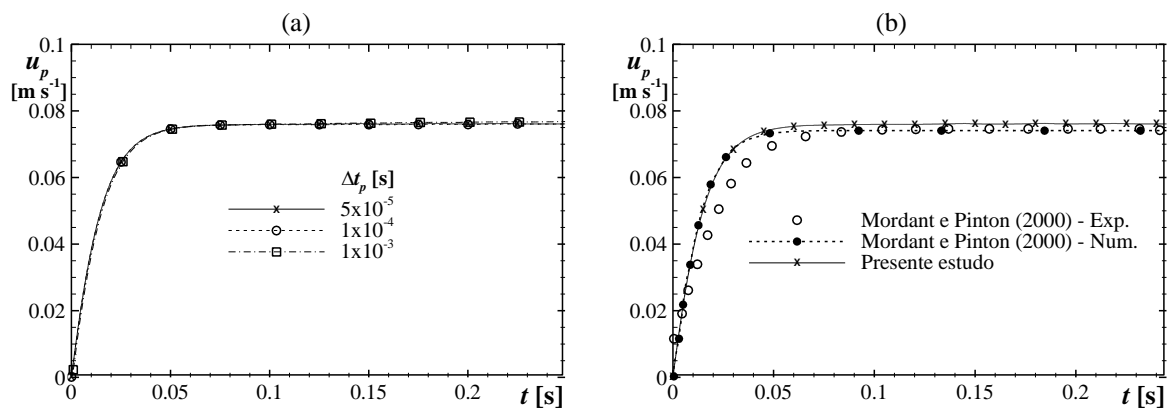
### 5.1. Velocidade terminal da partícula

Nesta seção é considerada a simulação numérica para o problema da velocidade terminal da partícula, que consiste na verificação mais básica e fundamental apresentada no atual estudo, abordando uma análise preliminar do tempo de resposta da partícula ( $\tau_p$ ), verificado pelo número de Stokes  $St_D = \tau_p / \tau_F$ , equação (2.9), devido a interação com a fase contínua.

A verificação, para o problema de velocidade terminal, é realizada através da comparação entre os resultados do presente trabalho e os publicados por Mordant e Pinton (2000). Este problema consiste no movimento de queda livre de uma única partícula esférica, com diâmetro  $d_p$  e massa específica  $\rho_p$ , no interior de um domínio fluido quiescente, com massa específica  $\rho_\beta$  e viscosidade dinâmica  $\mu_\beta$ . Para a simulação numérica é utilizado um domínio com dimensões:  $x = 24$  [mm],  $y = 240$  [mm] e  $z = 2 \times d_p$ . A malha numérica gerada possui apenas um volume de controle na direção  $z$  e nas direções  $x$  e  $y$  é mantido a mesma malha com  $\Delta x = \Delta y = 3$  [mm]. A posição inicial da partícula em  $t = 0$  é centralizada em relação as direções  $x$  e  $z$ , localizada em  $y = -24$  [mm] (considerando a referência na parte

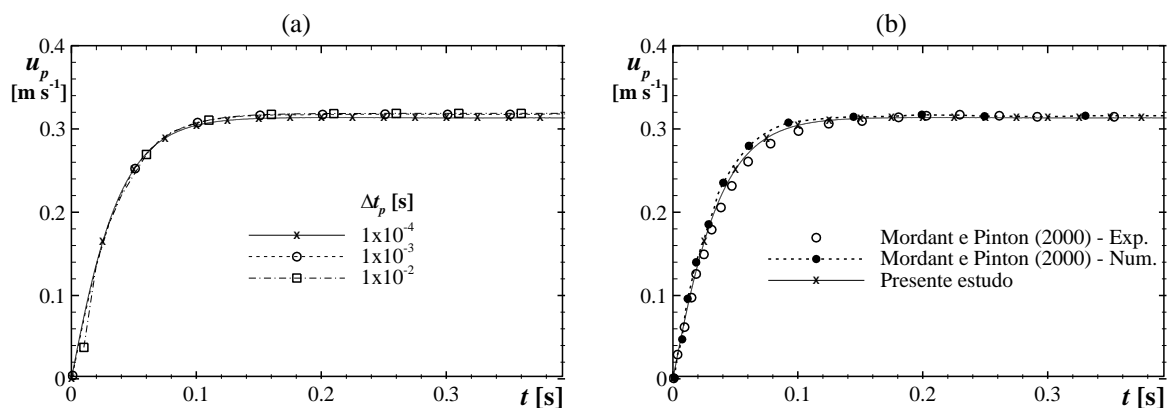
superior do domínio), sendo que a altura  $y$  deve ser suficiente para que a partícula atinja a velocidade terminal.

A Figura 5.1 apresenta o teste de passo de tempo da partícula (Figura 5.1.a) e a comparação dos resultados (Figura 5.1.b) do atual estudo com os obtidos por Mordant e Pinton (2000), considerando o caso com uma partícula de  $d_p = 0,5$  [mm] e  $\rho_p = 2560$  [kg m<sup>-3</sup>] (caso1, partícula de vidro) e a fase contínua do fluido sendo a água ( $\rho_\beta = 998,2$  [kg m<sup>-3</sup>] e  $\mu_\beta = 1,003 \times 10^{-3}$  [kg m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>]). O modelo de arrasto utilizado nas simulações é o de Morsi-Alexander, equação (B.1) do Apêndice B.



**Figura 5.1. Velocidade terminal para  $d_p = 0,5$ [mm] e  $\rho_p = 2560$ [kg m<sup>-3</sup>] (caso1): (a) teste do passo de tempo da partícula; (b) verificação com resultados experimental e numérico.**

A Figura 5.2 fornece os mesmos resultados da Figura 5.1, considerando o caso para uma partícula com  $d_p = 0,8$  [mm] e  $\rho_p = 7710$  [kg m<sup>-3</sup>] (caso2, partícula de aço).



**Figura 5.2. Velocidade terminal para  $d_p = 0,8$ [mm] e  $\rho_p = 7710$ [kg m<sup>-3</sup>] (caso2): (a) teste do passo de tempo da partícula; (b) verificação com resultados experimental e numérico.**



As diferenças encontradas nos resultados numéricos de  $u_{p,t}$ , do presente estudo em relação a literatura, é devido principalmente ao modelo utilizado. Conforme exposto na Seção 2.5, o modelo do atual trabalho é considerado como uma escala mesoscópica, através de uma abordagem Euler-Lagrange. Os resultados obtidos por Mordant e Pinton (2000) utilizam um modelo de simulação numérica direta (DNS), representando uma escala microscópica do movimento da partícula. Wachs (2009) discute as principais diferenças entre as abordagens meso e microscópica, em relação a solução de forma pontual da camada limite formada na vizinhança da partícula, sendo o efeito da camada limite maior para os casos com forte interação partícula-fluido.

A Tabela 5.1 mostra os resultados da velocidade terminal ( $u_{p,t}$ ) para os dois casos (1 e 2) comparados com os dados experimentais da literatura (MORDANT e PINTON, 2000), fornecendo os valores obtidos para o número de Reynolds ( $Re_p$ ) e tempo de resposta da partícula ( $\tau_p$ ).

**Tabela 5.1. Resultados para a verificação da velocidade terminal da partícula.**

Caso	$d_p$ [mm]	$\rho_p$ [kg m <sup>-3</sup> ]	$u_{p,t}$ [m s <sup>-1</sup> ]		$E_{\%,Exp}$	$Re_p$	$\tau_p$ [ms]
			[Exp.]	[presente]			
1	0,50	2560	$7,41 \times 10^{-2}$	$7,609 \times 10^{-2}$	2,686	38	50
2	0,80	7710	$3,16 \times 10^{-1}$	$3,131 \times 10^{-1}$	0,917	250	110

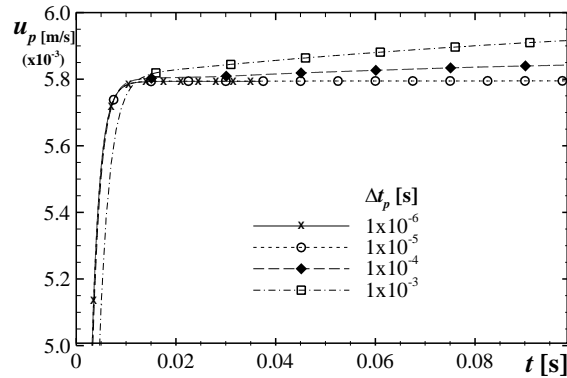
O erro percentual ( $E_{\%,Exp}$ ), em relação aos resultados experimentais, é calculado pela expressão:

$$E_{\%} = \left| \frac{\Theta_{ref} - \Theta_{cal}}{\Theta_{ref}} \right| 100 \quad (5.1)$$

sendo  $\Theta_{ref}$  o valor de referência da literatura e  $\Theta_{cal}$  o valor calculado.

A Figura 5.3 apresenta os resultados para o teste do passo de tempo para uma partícula utilizada na configuração padrão do processo de preenchimento. Detalhes sobre o caso do processo padrão de preenchimento da fratura são descritos na Seção 6.4. Este caso considera uma partícula com  $d_p = 0,5$  [mm] e  $\rho_p = 2375,2$  [kg m<sup>-3</sup>],

inserida em uma fase contínua de fluido com propriedades:  $\rho_\beta = 1188 \text{ [kg m}^{-3}\text{]}$  e  $\mu_\beta = 2,797 \times 10^{-2} \text{ [kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}\text{]}$ .



**Figura 5.3.** Teste do passo de tempo em relação a velocidade terminal para a partícula do caso padrão do processo de preenchimento.

Na Figura 5.3 observa-se que a independência do passo de tempo é obtida para  $\Delta t_p \sim 10^{-5} \text{ [s]}$ , resultando em uma velocidade terminal de  $u_{p,t} = 5,795 \times 10^{-3} \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ , obtida em um tempo de resposta da partícula  $\tau_p \sim 10 \text{ [ms]}$ , cujo valor do número de Reynolds da partícula, equação (3.27), calculado é  $Re_p = 0,13$ .

Estes resultados servem como base para os testes preliminares da Seção 6.3, principalmente para o passo de tempo da fase discreta e constante de rigidez da partícula.

## 5.2. Sedimentação de partículas

Nesta seção é considerada a simulação numérica para o problema de sedimentação de partículas, que consiste no movimento, em queda livre vertical, de um grupo (leito) de partículas, inicialmente em repouso, ao longo de um domínio fluido quiescente.

Para o problema de sedimentação das partículas é realizada a verificação do padrão do escoamento das partículas, em relação a fase contínua para dois tipos de fluidos: ar e água. A Figura 5.4 apresenta a geometria e as condições de contorno do problema para a sedimentação de partículas. Este tipo de problema pode ser abordado de diferentes formas em relação à inicialização das partículas no domínio. Para o atual caso, observa-se que a inicialização é feita para um leito compactado, com altura ( $h_p$ ), na parte superior do domínio.

A Tabela 5.2 resume as propriedades e parâmetros necessários para a simulação numérica do problema de sedimentação das partículas.

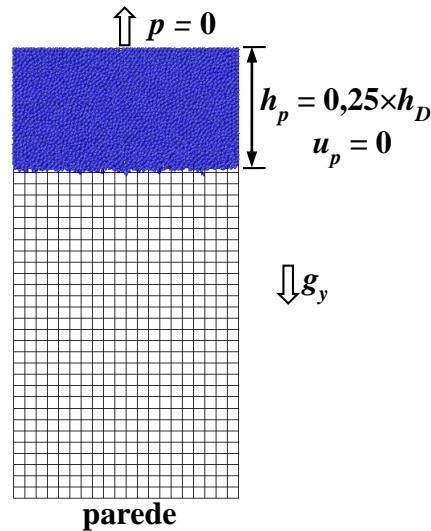


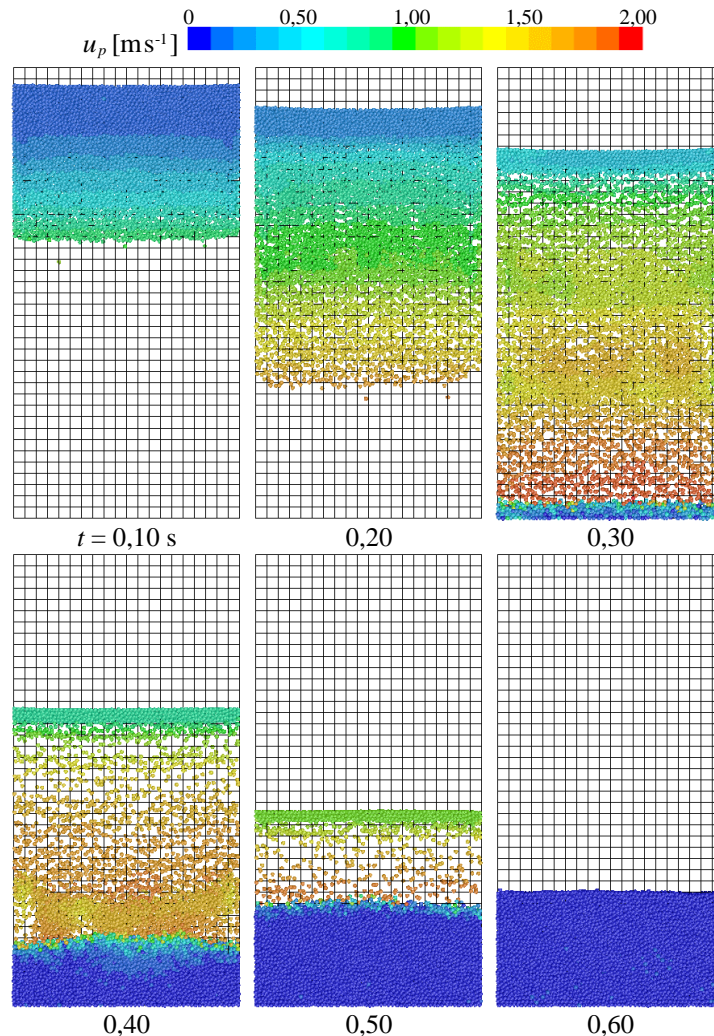
Figura 5.4. Geometria e condições de contorno para a sedimentação das partículas.

**Tabela 5.2. Propriedades e parâmetros para o problema de sedimentação de partículas.**

Dimensões do domínio	$(x; y; z)$	$(0,2; 0,2; 0,4)$ [m]
Altura inicial do leito	$h_p$	0,1 [m]
Malha estruturada uniforme	VC	16.000 volumes
Número de parcelas carregadas no leito	$N_{par}$	92.000 [-]
Massa específica da partícula	$\rho_p$	1550 [kg m <sup>-3</sup> ]
Diâmetro da partícula	$d_p$	0,75 [mm]
Passo de tempo da fase discreta das partículas	$\Delta t_p$	2,0e-04 [s]
Passo de tempo da fase contínua do fluido	$\Delta t_\beta$	1,0e-03 [s]
Coef. de restituição partícula-partícula	$e_{p-p}$	0,9 [-]
Coef. de restituição partícula-superfície	$e_{p-s}$	0,5 [-]
Constante de rigidez das partículas	$K_n$	100 [N m <sup>-1</sup> ]
Coef. de atrito estático	$\mu_s$	0,5 [-]
Coef. de atrito de deslizamento	$\mu_g$	0,2 [-]
Velocidade de deslizamento	$U_g$	1,0 [m s <sup>-1</sup> ]
Forças de interação	$\mathbf{F}_{ls}, \mathbf{F}_{vm}, \mathbf{F}_{pg}$	todas [N]

A Figura 5.5 apresenta o processo de sedimentação das partículas considerando o fluido como ar ( $\rho_\beta = 1,225$  [kg m<sup>-3</sup>] e  $\mu_\beta = 1,789 \times 10^{-5}$  [kg m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>]). O modelo de arrasto utilizado é o de Wen-Yu, equação (B.11) do Apêndice B.

A Figura 5.6 apresenta o processo de sedimentação das partículas considerando o fluido como água ( $\rho_\beta = 998,2$  [kg m<sup>-3</sup>] e  $\mu_\beta = 1,003 \times 10^{-3}$  [kg m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>]). O modelo de arrasto utilizado é o de Morsi-Alexander, equação (B.1) do Apêndice B.

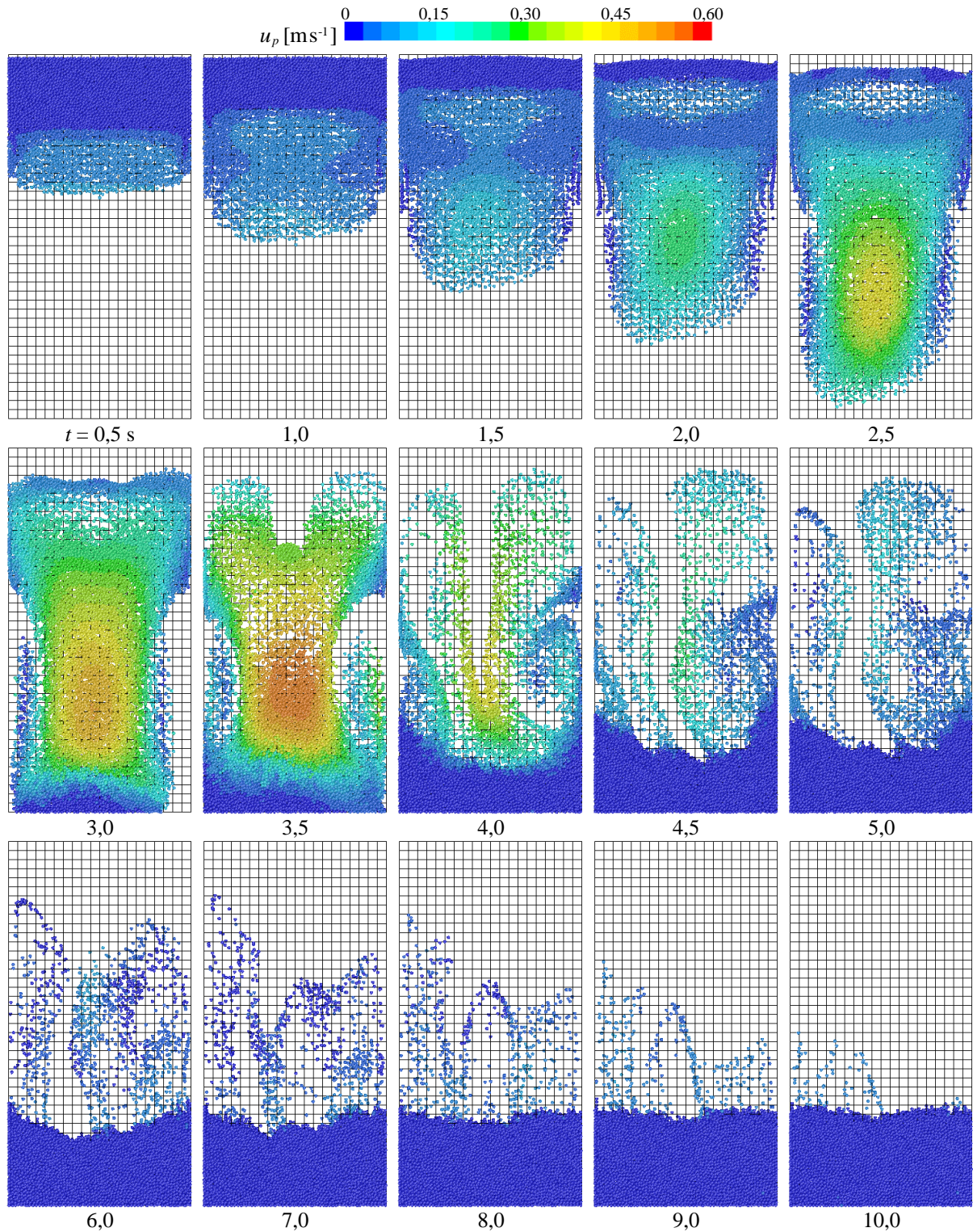


**Figura 5.5. Trajetória das partículas no processo de sedimentação para o ar.**

Comparando o início da sedimentação para os dois casos (ar e água), observa-se a diferença na forma de desprendimento do leito empacotado de partículas. Para o ar (Figura 5.5), as partículas possuem uma tendência maior de dispersão, enquanto que o caso com água (Figura 5.6) existe uma tendência de aglomeração da fase particulada, devido ao alto arrasto gerado pelo fluido. A discussão sobre este padrão de sedimentação com aglomeração pode ser encontrado nos trabalhos de Wachs (2009) e Glowinski *et al.* (2001).

A forma final do empacotamento das partículas é semelhante ao leito inicial para ambos os casos (ar e água), diferenciados pelo tempo do processo de sedimentação das partículas, que é maior para o caso com água devido a maior interação com as partículas.





**Figura 5.6.** Trajetória das partículas no processo de sedimentação para a água.

Na Figura 5.7 são apresentados os parâmetros de monitoramento, ao longo do processo de sedimentação das partículas, para a comparação dos casos com o domínio preenchido com ar (a) e água (b). Resultados mostram a fração volumétrica máxima  $\varepsilon_{p,\max}$  e velocidade máxima  $u_{p,\max}$  para cada domínio. Observa-se que para o

caso com ar (Figura 5.7.a), a fração volumétrica máxima exibe um ressalto, devido ao impacto inicial das partículas com a superfície inferior do domínio, que para o caso com água (Figura 5.7.b) não é observado em virtude da baixa velocidade de sedimentação das partículas.

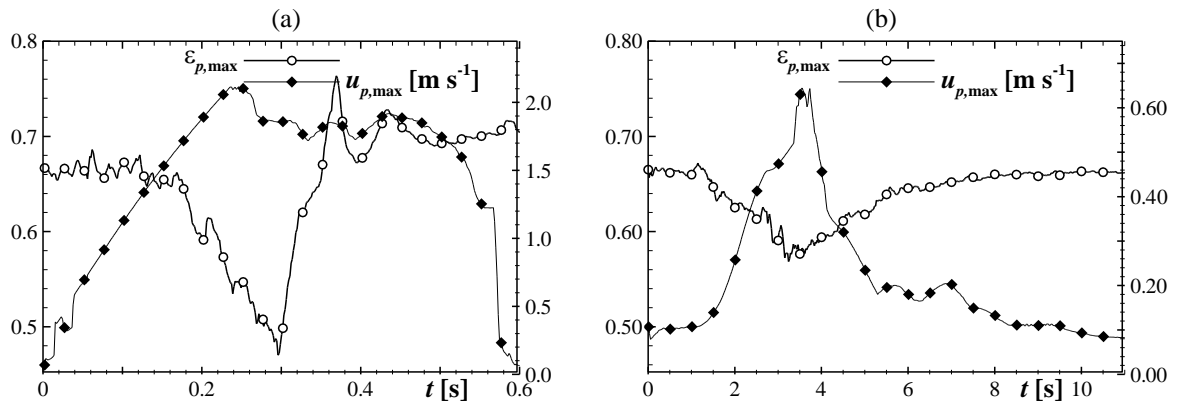


Figura 5.7. Parâmetros de monitoramento para o problema de sedimentação: (a) ar; (b) água.

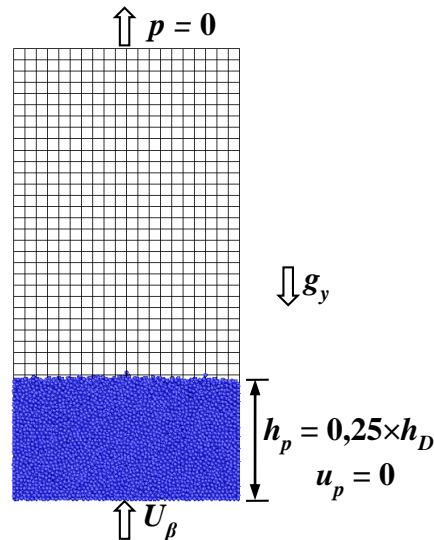
Os resultados para o processo de sedimentação das partículas servem como base para a análise das constantes do modelo referente ao efeito de sobreposição das partículas, que apesar do efeito de colisão observado, as partículas reproduzem a mesma altura do leito inicial.

### 5.3. Leito fluidizado

Nesta seção é considerada a simulação numérica para o problema de leito fluidizado, que consiste no escoamento de fluido, na direção (vertical do domínio) oposta a aceleração da gravidade, através de um leito de partículas inicialmente em repouso (Figura 5.8).

A verificação, para o problema de leito fluidizado, é realizada através da comparação entre os resultados do presente trabalho e os publicados por Azhar e Stopford (2012). A Figura 5.8 apresenta a geometria e as condições de contorno do problema de verificação para o escoamento em leito fluidizado. Este problema consiste na imposição de uma velocidade superficial de fluido ( $U_\beta$ ), considerado como ar para esta verificação, na superfície inferior do domínio, que possui uma região inicialmente ocupada por partículas em repouso. O leito de partículas possui uma

altura inicial ( $h_p$ ), que exerce uma determinada resistência ao escoamento, sendo necessária uma velocidade mínima suficiente para garantir a fluidização do meio.



**Figura 5.8. Geometria e condições de contorno para o escoamento em leito fluidizado.**

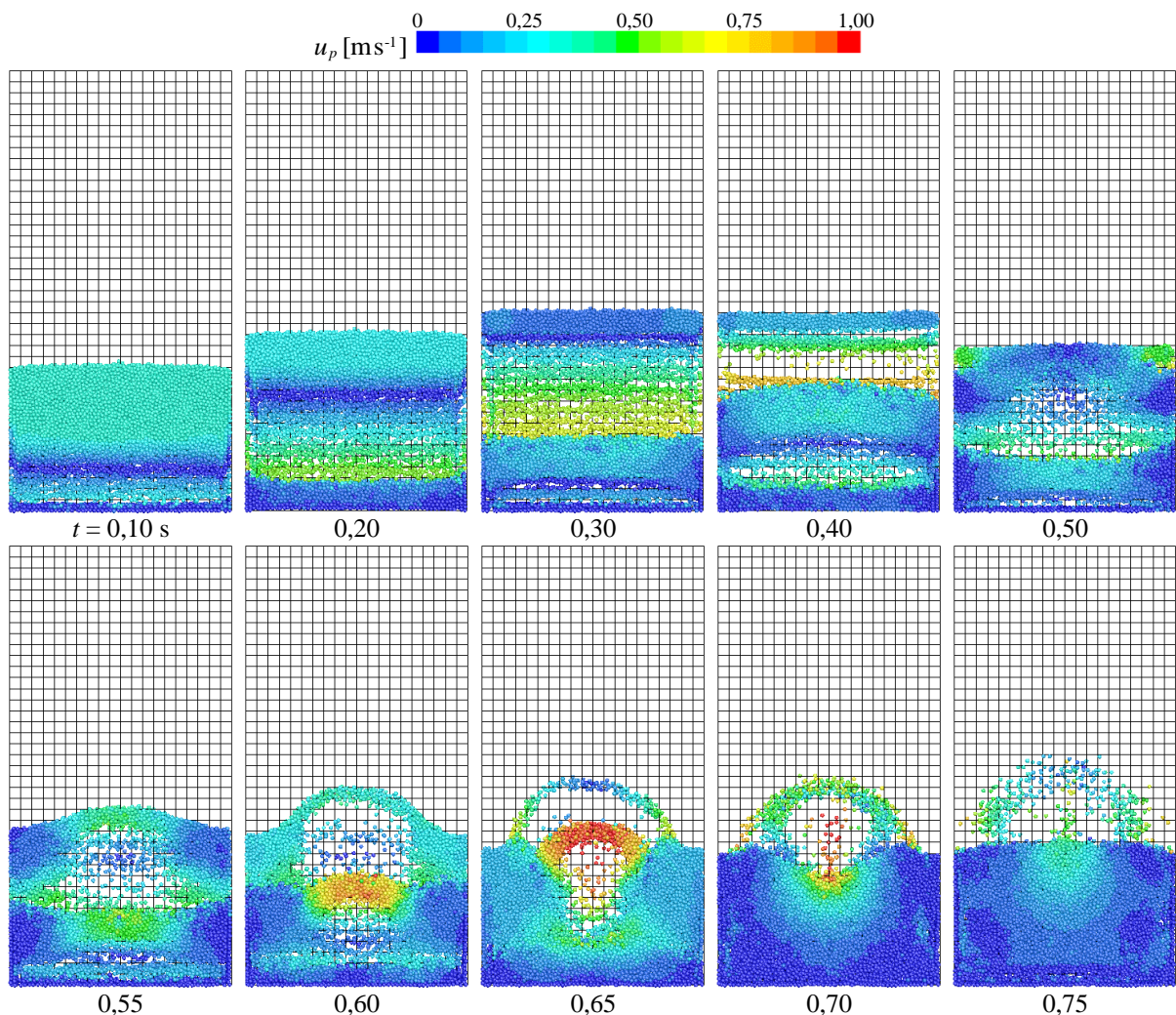
A Tabela 5.3 resume as propriedades e parâmetros necessários para a simulação numérica do problema de escoamento em leito fluidizado.

**Tabela 5.3. Propriedades e parâmetros para o problema de leito fluidizado.**

Dimensões do domínio	( $x$ ; $y$ ; $z$ )	(0,2 ; 0,2 ; 0,4) [m]
Altura inicial do leito	$h_p$	0,1 [m]
Malha estruturada uniforme	$VC$	16.000 volumes
Número de parcelas carregadas no leito	$N_{par}$	92.000 [-]
Massa específica da partícula	$\rho_p$	1550 [kg m <sup>-3</sup> ]
Diâmetro da partícula	$d_p$	3,770 [mm]
Massa específica do fluido	$\rho_\beta$	1,225 [kg m <sup>-3</sup> ]
Viscosidade dinâmica do fluido	$\mu_\beta$	1,789e-05 [kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
Passo de tempo da fase discreta das partículas	$\Delta t_p$	2,0e-04 [s]
Passo de tempo da fase contínua do fluido	$\Delta t_\beta$	2,0e-02 [s]
Coef. de restituição partícula-partícula	$e_{p-p}$	0,9 [-]
Coef. de restituição partícula-superfície	$e_{p-s}$	0,5 [-]
Constante de rigidez das partículas	$K_n$	100 [N m <sup>-1</sup> ]
Coef. de atrito estático	$\mu_s$	0,5 [-]
Coef. de atrito de deslizamento	$\mu_g$	0,2 [-]
Velocidade de deslizamento	$U_g$	1,0 [m s <sup>-1</sup> ]
Modelo de arrasto	$C_D$	Wen-Yu, Eq. (B.11) [-]
Forças de interação	$\mathbf{F}_{ls}, \mathbf{F}_{vm}, \mathbf{F}_{pg}$	todas [N]



A Figura 5.9 apresenta o processo de fluidização das partículas para o escoamento de ar com velocidade de entrada igual a  $U_\beta = 0,5 \text{ [ms}^{-1}\text{]}$ . Considerando a Figura 2.4 (Seção 2.4), que classifica os diferentes padrões de escoamento fluidizado, pode-se dizer que o processo observado na Figura 5.9 representa um padrão de fluidização borbulhante, sendo possível diferenciar a evolução dos padrões característicos ao longo do tempo. No início da simulação existe o carregamento inicial das partículas até uma determinada altura máxima do leito, que perde sua intensidade até entrar em regime cíclico de fluidizado borbulhante (CHIESA *et al.*, 2005 e HOOMANS, 2000).

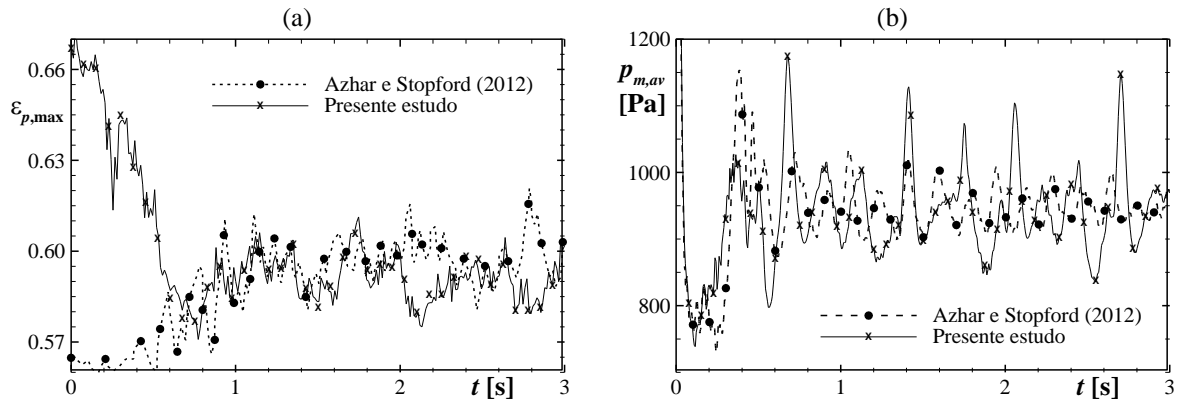


**Figura 5.9. Trajetória das partículas no processo de fluidização para  $U_\beta = 0,5 \text{ [ms}^{-1}\text{]}$ .**

Na Figura 5.10 é apresentada a comparação dos resultados do atual estudo com os obtidos por Azhar e Stopford (2012). Resultados comparam a variação ao



longo do tempo da fração volumétrica máxima ( $\varepsilon_{p,\max}$ ) no domínio e pressão da mistura na entrada (superfície inferior) do canal ( $p_{m,av}$ ).



**Figura 5.10. Verificação para o problema de leito fluidizado ( $U_\beta = 0,5 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ ): (a) fração volumétrica máxima; (b) pressão média da mistura na superfície de entrada.**

O valor da velocidade de entrada do fluido no canal ( $U_\beta$ ) é um dos principais parâmetros para a caracterização do padrão de fluidização, para um determinado leito de partículas. A Figura 5.11 mostra o processo de fluidização com  $U_\beta = 1,0 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ , para a mesma configuração do leito de partículas da Figura 5.10 (Tabela 5.3). Observa-se a mudança do padrão borbulhante, em relação ao caso com  $U_\beta = 0,5 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ , que apresentando uma altura de carregamento maior, assim como o formato heterogêneo de fluidização das partículas.

Na Figura 5.12 são apresentados os parâmetros de monitoramento, ao longo do processo de fluidização, para a comparação dos casos com as duas velocidades de entrada ( $U_\beta = 0,5 ; 1,0 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ ). Os resultados verificam o regime cíclico de fluidização borbulhante, para ambos os casos, em função da fração volumétrica máxima do domínio  $\varepsilon_{p,\max}$ , pressão da mistura na entrada do canal  $p_{m,av}$  e velocidade máxima  $u_{p,\max}$ , no domínio e no plano de superfície localizado em  $z = 0,1 \text{ [m]}$ .

Os resultados obtidos para o processo de fluidização das partículas corroboram com a verificação do modelo numérico, em relação ao empacotamento e processo de colisão das partículas, que para o atual problema se apresenta de forma significativamente intensa no interior do domínio.

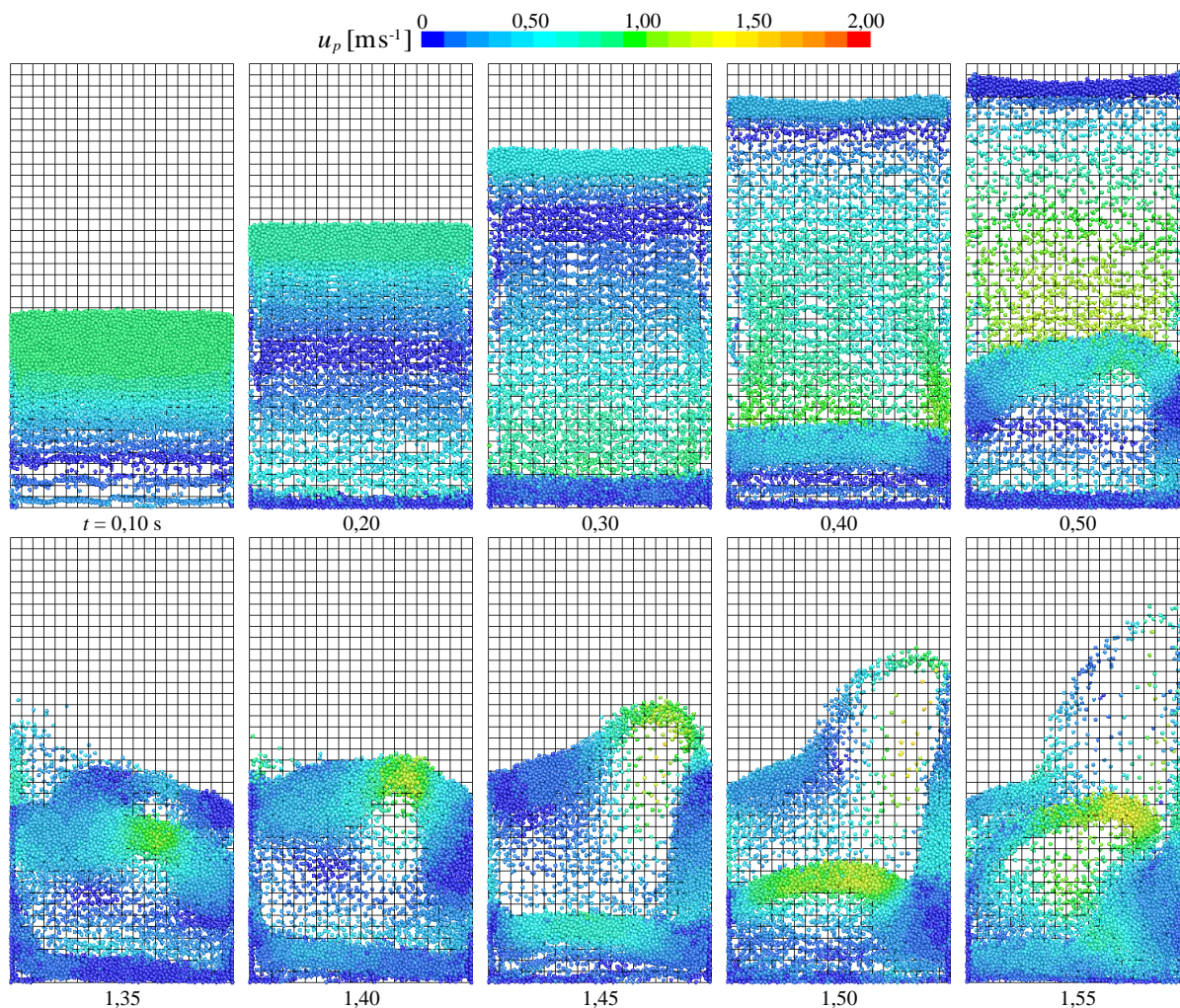


Figura 5.11. Trajetória das partículas no processo de fluidização para  $U_{\beta} = 1,0 \text{ [m s}^{-1}\text{]}$ .

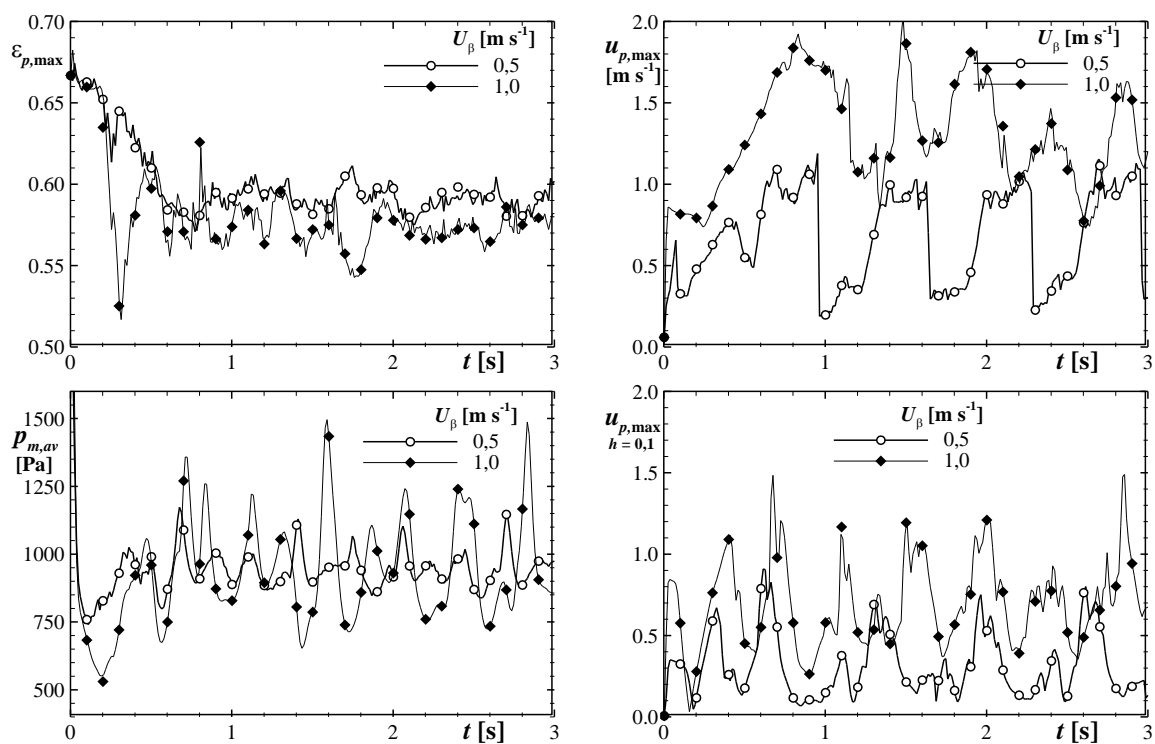


Figura 5.12. Parâmetros de monitoramento para a velocidade de entrada do leito fluidizado.

#### 5.4. Escoamento horizontal estratificado

Nesta seção é considerada a simulação numérica para o problema de escoamento horizontal estratificado, que consiste no escoamento horizontal (perpendicular à aceleração da gravidade) de fluido, com injeção constante de partículas, para a caracterização da formação (estratificação) de leito fixo.

A verificação, para o problema de escoamento líquido-sólido horizontal estratificado, é realizada através da comparação entre os resultados do presente trabalho e os publicados por Souza *et al.* (2010) e Oliveira Jr. *et al.* (2012). Estes trabalhos utilizam o modelo DDPM para representar o escoamento da fase contínua e o modelo DEM para representar as forças de colisões das partículas. A diferença, em relação ao modelo do presente trabalho, está na metodologia utilizada para a solução acoplada destes modelos, enquanto o escoamento do fluido é resolvido pelo programa ANSYS FLUENT (FLUENT, 2012), as forças que atuam sobre as partículas são resolvidas pelo programa EDEM (EDEM, 2009), sendo necessário um acoplamento numérico para a solução iterativa entre os dois programas.

A Figura 5.13 apresenta a geometria e as condições de contorno do problema de verificação para o escoamento líquido-sólido horizontal. Este problema consiste no escoamento através de um canal formado por placas paralelas, sendo investigado para dois casos, em relação a condição de entrada do fluido. Para o caso (1) existe um anteparo (parede) até a posição  $y = 0,0635$  [m], sendo a entrada do fluido reduzida ( $h_{\beta,i} = 0,1015$  [m]), em relação a entrada total do canal ( $h_D$ ). Para o caso (2) a entrada do fluido possui a dimensão total do canal  $h_{\beta,i} = h_D = 0,165$  [m].

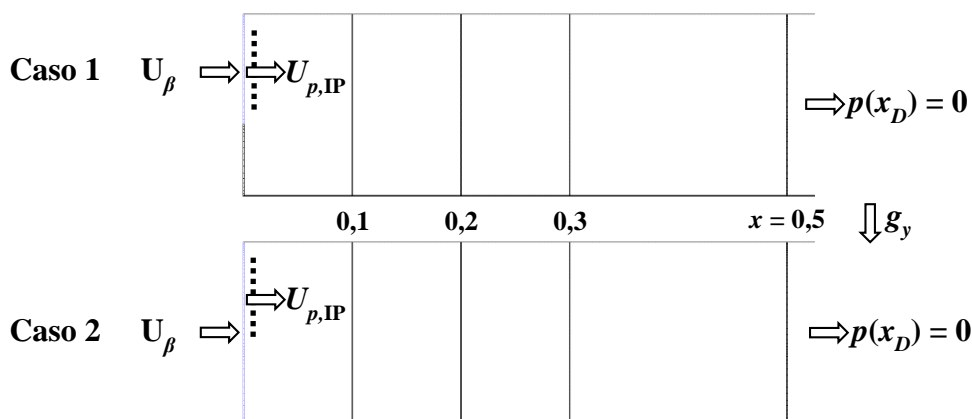


Figura 5.13. Geometria e condições de contorno para o escoamento horizontal estratificado.

A Tabela 5.4 resume as propriedades e parâmetros necessários para a simulação numérica do problema de escoamento particulado horizontal, para os dois casos (1 e 2).

**Tabela 5.4. Propriedades e parâmetros para o problema de escoamento em uma fenda.**

Dimensões do domínio	$(x; y; z)$	$(2; 0,165; 2 \times d_p)$ [m]
Malha estruturada não-uniforme	$VC$	6.900volumes
Massa específica do fluido	$\rho_\beta$	1114[kg m <sup>-3</sup> ]
Viscosidade dinâmica do fluido	$\mu_\beta$	1,0e-03[kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
Velocidade média de entrada do fluido	$U_\beta$	4,232e-1[m s <sup>-1</sup> ]
Massa específica da partícula	$\rho_p$	2650[kg m <sup>-3</sup> ]
Diâmetro da partícula	$d_p$	2,1[mm]
Posição da superfície de injeção	$l_{IP}$	$x = 2 \times d_p$ [m]
Comprimento da superfície de injeção	$h_{IP}$	0,085[m]
Número de pontos de injeção	$n_{IP}$	20[-]
Passo de tempo da injeção de partículas	$\Delta t_{IP}$	1,0e-02[s]
Velocidade média de injeção das partículas	$U_{p,IP}$	4,232e-1[m s <sup>-1</sup> ]
Vazão mássica de partículas	$\dot{m}_{p,IP}$	2,570e-02[kg s <sup>-1</sup> ]
Números de partículas por segundo	$N_{p,IP}$	2000[s <sup>-1</sup> ]
Passo de tempo da fase discreta das partículas	$\Delta t_p$	1,0e-04[s]
Passo de tempo da fase contínua do fluido	$\Delta t_\beta$	1,0e-02[s]
Coef. de restituição partícula-partícula	$e_{p-p}$	0,9[-]
Coef. de restituição partícula-superfície	$e_{p-s}$	0,9[-]
Constante de rigidez das partículas	$K_{\bar{n}}$	50[N m <sup>-1</sup> ]
Modelo de arrasto	$C_D$	Morsi-Alexander, Eq. (B.1)[-]
Forças de interação	$\mathbf{F}_{ls}, \mathbf{F}_{vm}, \mathbf{F}_{pg}$	todas[N]

A Figura 5.14 apresenta a comparação dos dois casos da Figura 5.13, em função da distribuição espacial da trajetória das partículas ao longo do canal, coloridas em função da velocidade das partículas ( $u_p$ ). Observa-se que ao longo do tempo ambos os problemas apresentam, de forma satisfatória, a formação de leito fixo estratificado de partículas.

Na Figura 5.15 é apresentada a verificação dos resultados numéricos obtidos por Souza *et al.* (2010), em relação ao atual estudo, considerando o caso1 (entrada do fluido reduzida devido ao anteparo). Os resultados mostram a comparação da evolução da altura do leito fixo estratificado ( $h_p$ ), na posição  $x = 0,2$  [m], formado pela deposição das partículas ao longo do tempo.

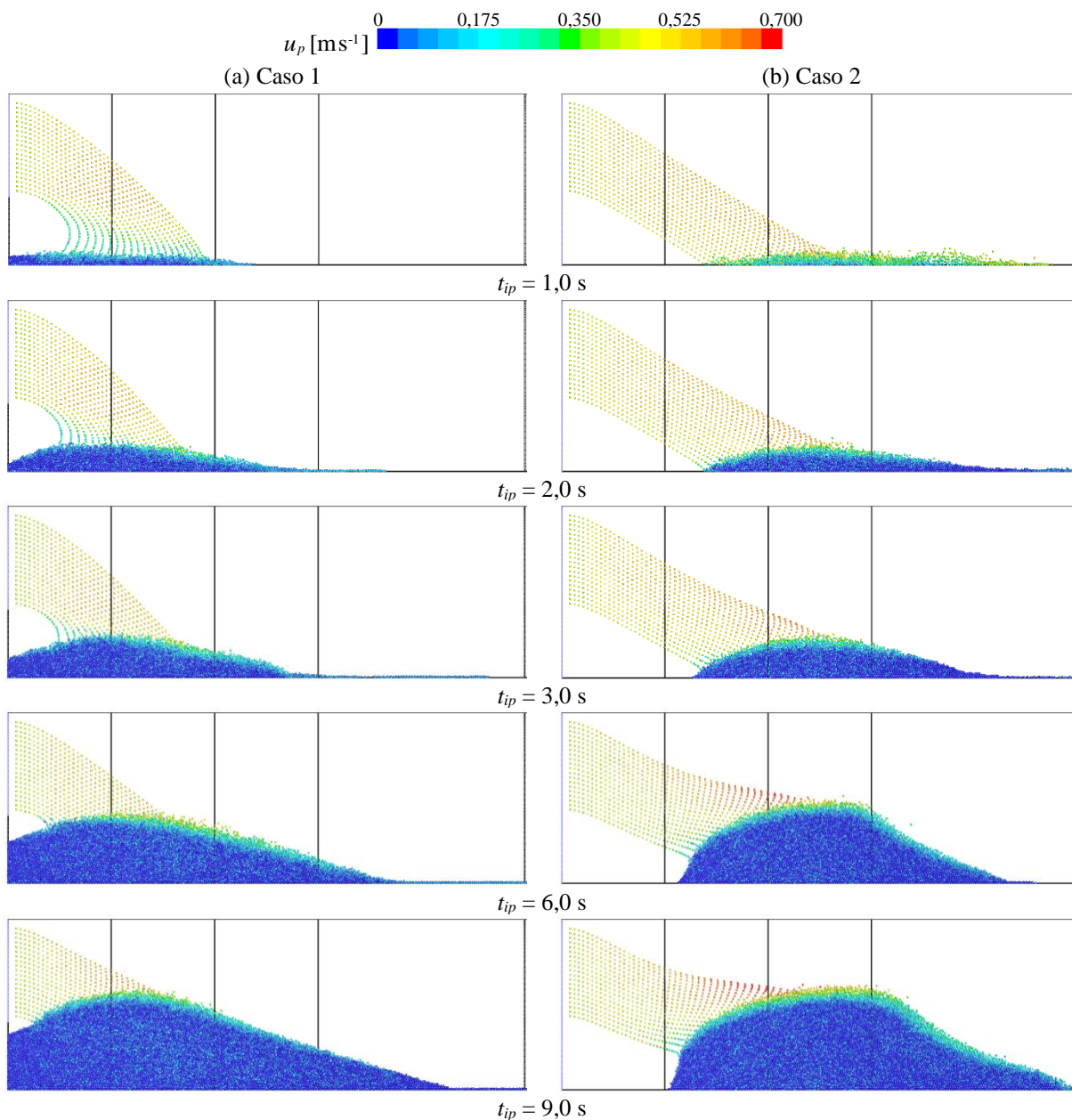


Figura 5.14. Comparação da trajetória das partículas ao longo do tempo para o problema de escoamento horizontal estratificado: (a) caso1; (b) caso2.

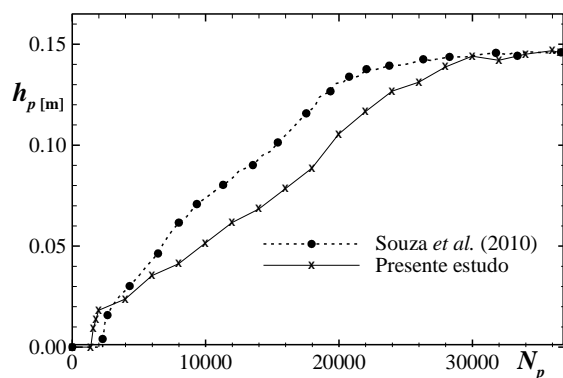
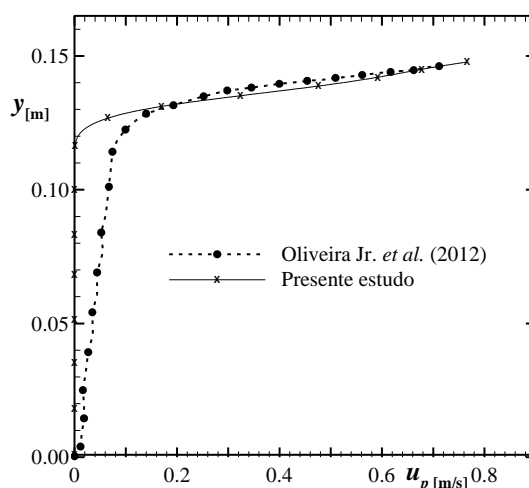


Figura 5.15. Verificação da evolução da altura do leito estratificado de partículas,  $x = 0,2$  (caso1), em função do número de partículas injetadas no canal.

Observe que na Figura 5.15 a altura de formação do leito é investigada em função do número de partículas  $N_p$  injetadas no canal ao invés do tempo. Este fato é devido à diferença de injeção de vazão mássica de partículas de cada problema. Souza *et al.* (2010) utiliza uma superfície de injeção randômica de partículas (utilizando o programa EDEM), que gera uma vazão correspondente a  $N_{p,IP} = 5000 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ , enquanto que o atual estudo utiliza uma injeção uniforme de partículas, com  $n_{IP} = 20$ , resultando em  $N_{p,IP} = 2000 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ .

Na Figura 5.15 é possível observar a diferença na evolução da altura do leito estratificado de partículas  $h_p$ , em relação aos dados numéricos da literatura (SOUZA *et al.*, 2010), que atinge uma altura máxima em um tempo ( ou número de partículas) menor, devido a maior vazão mássica de partículas do processo de injeção. Observa-se que a verificação da altura máxima obtida ( $h_{p,max} \sim 0,146 \text{ [m]}$ ), após um determinado número de partículas (ou tempo) no canal, é a mesma para ambos os casos.

A Figura 5.16 mostra o perfil de velocidade  $u_p$  da fase discreta das partículas para uma posição com altura máxima de leito ( $h_{p,max} \sim 0,146 \text{ [m]}$ ). O perfil de velocidade investigado considera a posição  $x = 0,2 \text{ [m]}$  para o atual estudo (obtido no instante  $t_{ip} = 18 \text{ s}$ , i.e.,  $N_p = 36000$ ), e  $x = 0,5 \text{ [m]}$  para Souza *et al.* (2010).



**Figura 5.16. Verificação do perfil de velocidade da fase discreta das partículas, na posição da altura de leito fixo máxima:  $x = 0,5$  (OLIVEIRA Jr. *et al.*, 2012) e  $x = 0,2$  (presente estudo).**

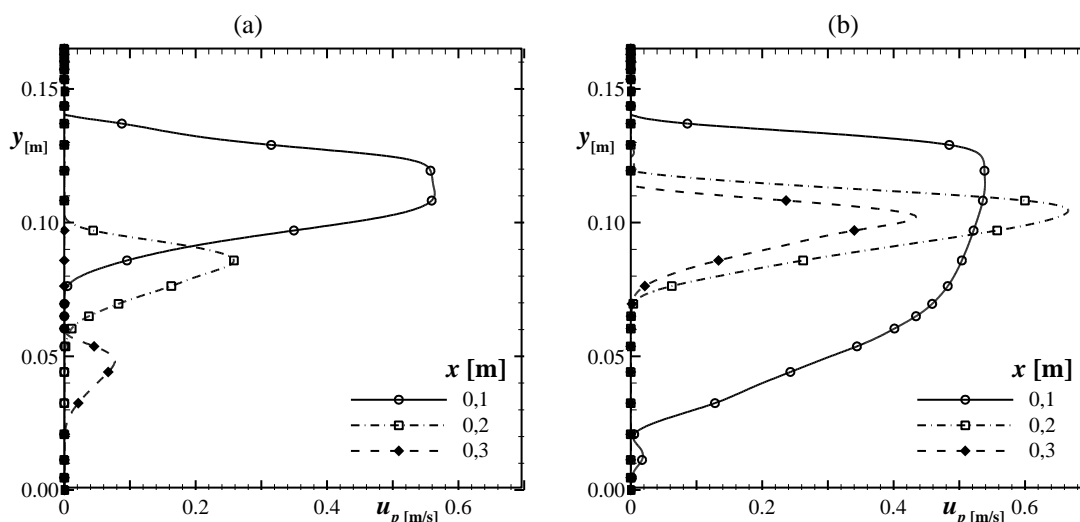
Observa-se (Figura 5.16) que a velocidade máxima das partículas, que ocorre na região diluída (fluido e partículas em movimento) do escoamento, é praticamente a mesma para ambos os casos. Vale ressaltar, que a velocidade máxima das



partículas, em uma região de  $h_{p,max}$ , fornece uma verificação significativamente complexa, devido ao valor pontual de  $u_p$  (de cada partícula com referencial lagrangeano) no perfil de uma seção do canal. A posição vertical  $y$  (na seção  $x$  do perfil) da velocidade máxima das partículas também é verificada para ambos os casos, sendo que a partir desta posição existe apenas a presença da fase contínua de fluido.

Ainda em relação a Figura 5.16, pode-se observar a diferença entre os perfis de velocidades, em relação à região do leito fixo estratificado das partículas, que para o atual estudo não apresenta movimento das partículas. Este fato é devido a distância significativa da posição do perfil analisado (obtido em  $x=0,2$  [m]), em relação a posição da região final do leito das partículas, i.e.,  $x \sim 0,6$  [m] (para  $t_{ip} = 18$  s). Na região final do leito pode existir o eventual desmoronamento de partículas, que é observado no perfil localizado em  $x=0,5$  [m] (SOUZA *et al.*, 2010), devido à proximidade da região final do leito.

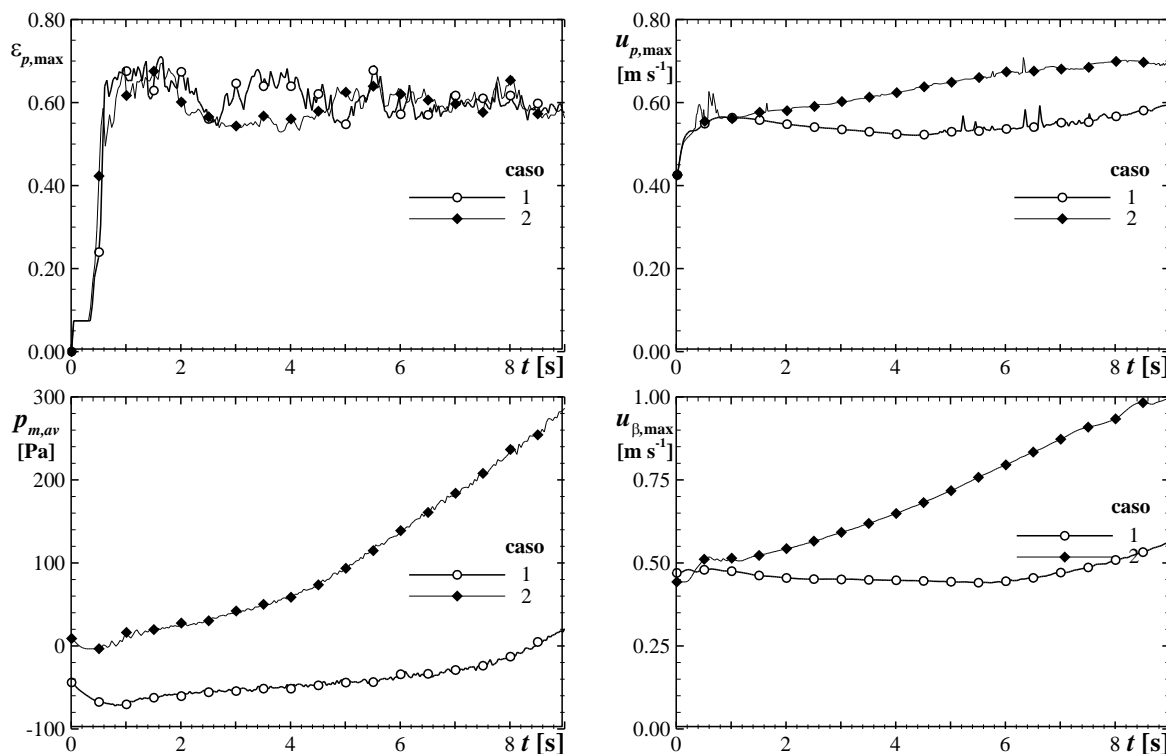
A Figura 5.17 apresenta o perfil de velocidade da fase discreta das partículas, para diferentes posições ao longo do canal, considerando os casos 1 (Figura 5.17.a) e 2 (Figura 5.17.b) investigados na Figura 5.14, para o tempo  $t_{ip} = 9$  s.



**Figura 5.17. Comparação do perfil de velocidade da fase discreta das partículas em diferentes posições do canal ( $t_{ip} = 9,0$  s): (a) caso1; (b) caso2.**

Na Figura 5.18 são apresentados os parâmetros de monitoramento, ao longo do tempo, para o escoamento horizontal estratificado dos casos 1 e 2. Os resultados verificam o efeito da formação do leito fixo de partículas ao longo do tempo, para ambos os casos, em função da fração volumétrica máxima no canal  $\varepsilon_{p,max}$ , pressão

da mistura na entrada do canal  $p_{m,av}$  (para manter a vazão inicial imposta) e as velocidades máximas da partícula ( $u_{p,max}$ ) e do fluido ( $u_{\beta,max}$ ) no canal.



**Figura 5.18. Comparação dos casos 1 e 2, para o escoamento líquido-sólido horizontal estratificado, em função dos parâmetros de monitoramento.**

A formação do leito fixo através da deposição das partículas no canal é um fenômeno de grande importância para o presente trabalho. Sem a reprodução deste efeito, o modelo numérico não é capaz de formar o empacotamento das partículas na região da fratura de forma satisfatória. Outro aspecto observado é a mudança de direção do escoamento diluído ao longo da formação do leito fixo, que caracteriza as forças de interação da fase contínua do fluido.

Para a correta solução do padrão de escoamento líquido-sólido é necessário um modelo eficiente para a representação das colisões das partículas, assim como um método de acoplamento para as fases sólido e fluido que aborde as principais forças de interação sobre as partículas. O modelo DDPM-DEM utilizado, nestas verificações do Capítulo 5, mostrou-se coerente com os resultados obtidos. A aplicação deste modelo para as simulações numéricas do problema proposto na Seção 3.1 é apresentada no Capítulo 6.



## 6. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados, referentes as simulações numéricas, para o processo de preenchimento das fraturas com material particulado.

Na Seção 6.1 são discutidos os diferentes grupos de parâmetros encontrados no presente trabalho. A Seção 6.2 caracteriza o fenômeno de invasão do canal fraturado, formulado na Seção 3.1. A Seção 6.3 mostra a classificação dos parâmetros principais e secundários, referente ao processo de injeção. A análise dos testes preliminares dos parâmetros secundários, realizadas no Apêndice E, são essenciais para a obtenção de configurações coerentes para o processo de preenchimento da fratura, reproduzindo de melhor forma as condições de operação do processo.

Na Seção 6.4 é fornecido a investigação do processo de preenchimento da fratura, para uma configuração padrão de injeção. A partir desta configuração padrão é realizada a variação dos parâmetros principais de injeção, apresentada na Seção 6.5. Por fim, na Seção 6.6, uma análise comparativa entre os parâmetros principais de injeção, é feita em relação a concentração de partículas no canal fraturado.

### 6.1. Parâmetros do problema

Nesta seção são apresentados os parâmetros associados ao problema proposto na Seção 3.1 (Figura 3.2).

De forma geral, para o presente trabalho, os parâmetros são diferenciados em relação a três grupos: i) parâmetros geométricos do canal; ii) parâmetros do regime de escoamento do fluido; iii) parâmetros de injeção das partículas.

Os parâmetros geométricos do canal e da fratura são considerados constantes para as simulações e análises das variações dos parâmetros do regime de escoamento e injeção das partículas. A Tabela 6.1 resume os valores dos principais parâmetros geométricos do canal fraturado.

A definição da geometria do canal é obtida com base nas dimensões de um poço para uma determinada etapa do processo de perfuração. Para o atual estudo, a largura  $h_{CH}$  do canal representa a dimensão da região anular, conforme discutida na Seção 3.1, para uma abertura do poço com diâmetro externo e interno, respectivamente, de 8,5 e 5 polegadas (Souza *et al.*, 2010).

**Tabela 6.1. Parâmetros geométricos do canal fraturado**

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Largura da entrada do canal	$h_{CH}$	0,045	[m]
Comprimento de entrada até a fratura	$l_{UP}$	0,900	[m]
Comprimento de saída depois da fratura	$l_{DW}$	0,225	[m]
Profundidade do canal fraturado	$l_Z$	$2 \times d_p$	[m]
Espessura da fratura	$e_{FR}$	0,010	[m]
Comprimento da fratura	$h_{FR}$	0,090	[m]

Tendo em vista, a complexidade geometria para representar uma fratura, o presente trabalho, investiga apenas uma configuração de fratura, com comprimento  $h_{FR}$  e abertura  $e_{FR}$  suficientes para analisar e caracterizar diferentes fenômenos de invasão e preenchimentos através dos processos de injeção das partículas.

O comprimento de entrada do canal  $l_{UP}$ , até a região da fratura, é obtido com base no desenvolvimento do escoamento (para um determinado número de Reynolds) e na posição da superfície de injeção  $l_{IP}$  (inserida em uma região desenvolvida do escoamento, discutida na Seção 6.3).

O comprimento de saída do canal  $l_{DW}$ , depois da região da fratura, é obtido com base no efeito da perda de carga, gerada pelo acréscimo de peso da mistura (fluido e partículas) quanto maior o comprimento de saída. Detalhes sobre estas análises e resultados são apresentados, de forma resumida, na Seção 6.3 e discutidos com mais detalhes no Apêndice E.3.

A profundidade do canal fraturado  $l_Z$  é considerada como um parâmetro geométrico para o atual estudo, embora a dimensão  $l_Z$  tenha relação apenas com o comprimento, na direção  $z$ , do volume de controle unitário da malha computacional. O comprimento  $l_Z$  influencia no empacotamento das partículas na região da fratura, sendo determinado em função do diâmetro da partícula  $d_p$ , cujas análises são apresentadas no Apêndice E.2.

Os parâmetros do regime de escoamento do problema são apresentados na Seção 6.2. Estes parâmetros são relacionados ao fenômeno de invasão, que é caracterizado para uma determinada configuração de vazão de fuga ( $Q_{fuga}$ ) e número de Reynolds ( $Re$ ), conforme exposto na Seção 3.1, basicamente, constituídos pelas propriedades do fluido.

Os parâmetros de injeção das partículas, apresentados anteriormente na Tabela 4.2, são discutidos na Seção 6.3. Estes parâmetros são classificados em dois

grupos, diferenciados pela influência na variação da concentração de partículas na superfície de injeção. A variação da concentração modifica as principais condições de operação do processo injeção, investigada nas Seções 6.5 e 6.6.

Para o monitoramento do processo de preenchimento das fraturas ao longo do tempo são definidos alguns parâmetros de monitoramento, apresentados na Tabela 6.2. A adimensionalização destes parâmetros é feita com valores de referência do problema, considerando as propriedades tanto do canal fraturado quanto do material particulado.

**Tabela 6.2. Parâmetros de monitoramento do processo de preenchimento das fraturas.**

Vazão de fluido na saída da fratura	$Q_{fuga} = Q_{\beta,FR,o} = \frac{q_{\beta,FR,o}}{q_{\beta,CH,i}}$	(6.1)
Vazão da mistura na saída do canal	$Q_{m,CH,o} = \frac{q_{m,CH,o}}{q_{\beta,CH,i}}$	(6.2)
Vazão de partículas na saída do canal	$Q_{p,CH,o} = \frac{q_{p,CH,o}}{q_{\beta,CH,i}}$	(6.3)
Pressão da mistura na entrada do canal	$P_{m,CH,i} = \frac{p_{m,CH,i}}{\Delta p_{fuga}} = \frac{p_{m,CH,i}}{p_{m,FR,o} - (p_{m,CH,o} - p_{ref})}$	(6.4)
Número de partículas no canal fraturado	$N_{p,CF} = \frac{V_{p,CF}}{V_{p,l}}$	(6.5)
Número de partículas na fratura	$N_{p,FR} = \frac{V_{p,FR}}{V_{p,l}}$	(6.6)
Concentração de fluido no canal fraturado	$C_{\beta,CF} = \frac{V_{\beta,CF,ef}}{V_{CF,ef}} = \frac{V_{\beta,CF} - (V_{UP} - V_{IP})}{V_{CF} - (V_{UP} - V_{IP})}$	(6.7)
Concentração de partículas no canal fraturado	$C_{p,CF} = \frac{V_{p,CF}}{V_{CF,ef}}$	(6.8)

sendo  $q_{\beta,CH,i}$  a vazão de fluido de entrada do canal,  $\Delta p_{fuga}$  o gradiente de pressão imposto para uma determinada condição de fuga de fluido inicial,  $V_{p,l}$  o volume de uma partícula e  $V_{CF,ef}$  o volume efetivo total do canal fraturado para a mistura (fluido e partícula), sendo  $(V_{UP} - V_{IP})$  o volume ocupado apenas com fluido antes da injeção das partículas, que deve ser desconsiderado para o cálculo correto da concentração.

Para auxiliar a análise dos resultados são definidas diferentes vistas, utilizadas para a visualização, em detalhes, de determinadas regiões do canal fraturado, apresentadas na Figura A.1 (Apêndice A). Estas vistas facilitam as análises tanto qualitativa (e.g., trajetória das partículas, formato de empacotamento, regiões de recirculação do fluido e colisões das partículas), quanto quantitativa (e.g., campo de pressão e velocidades, concentração das partículas) dos resultados obtidos.

## 6.2. Fenômeno de invasão do canal fraturado

Esta seção apresenta o problema da primeira etapa numérica do trabalho, referente ao escoamento monofásico de fluido em um canal fraturado.

Inicialmente são realizados diferentes testes de malha preliminares, considerando, primeiramente, apenas o problema com escoamento monofásico de fluido, cujos resultados são apresentados no Apêndice D. As análises para a malha do problema monofásico são utilizadas como base para os testes de malha para o problema de escoamento com partículas, investigando os principais efeitos da dimensão dos volumes de controle em relação ao diâmetro das partículas.

Conforme comentado anteriormente (Seção 3.1), o fenômeno de invasão é caracterizado, para este trabalho, para uma determinada configuração de vazão de fuga ( $Q_{fuga}$ ), equação (3.1), e número de Reynolds ( $Re$ ), equação (3.2).

A Tabela 6.3 resume os principais parâmetros e valores para as simulações do fenômeno de invasão. Os valores em destaque são utilizados como referência (configuração padrão), para a variação dos demais parâmetros investigados no presente trabalho.

**Tabela 6.3. Parâmetros do fenômeno de invasão.**

Propriedade / Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Massa específica do fluido	$\rho_\beta$	1,188e+03	[kg m <sup>-3</sup> ]
Viscosidade dinâmica do fluido	$\mu_\beta$	2,797e-02	[kg m <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ]
Número de Reynolds	$Re$	125; <b>250</b> ; 500	[-]
Vazão de fuga	$Q_{fuga}$	5; <b>10</b> ; 20%	[-]

A Figura 6.1 apresenta os resultados para a variação da vazão de fuga  $Q_{fuga}$ , para um determinado número de Reynolds ( $Re = 250$ ). Observa-se que quanto maior a condição de vazão de fuga na saída da fratura, maior é o gradiente de velocidade

observado na região de entrada da fratura. Este gradiente de velocidades, na presença de material particulado, influencia a entrada das partículas na região da fratura, alterando o tempo e formato de preenchimento.

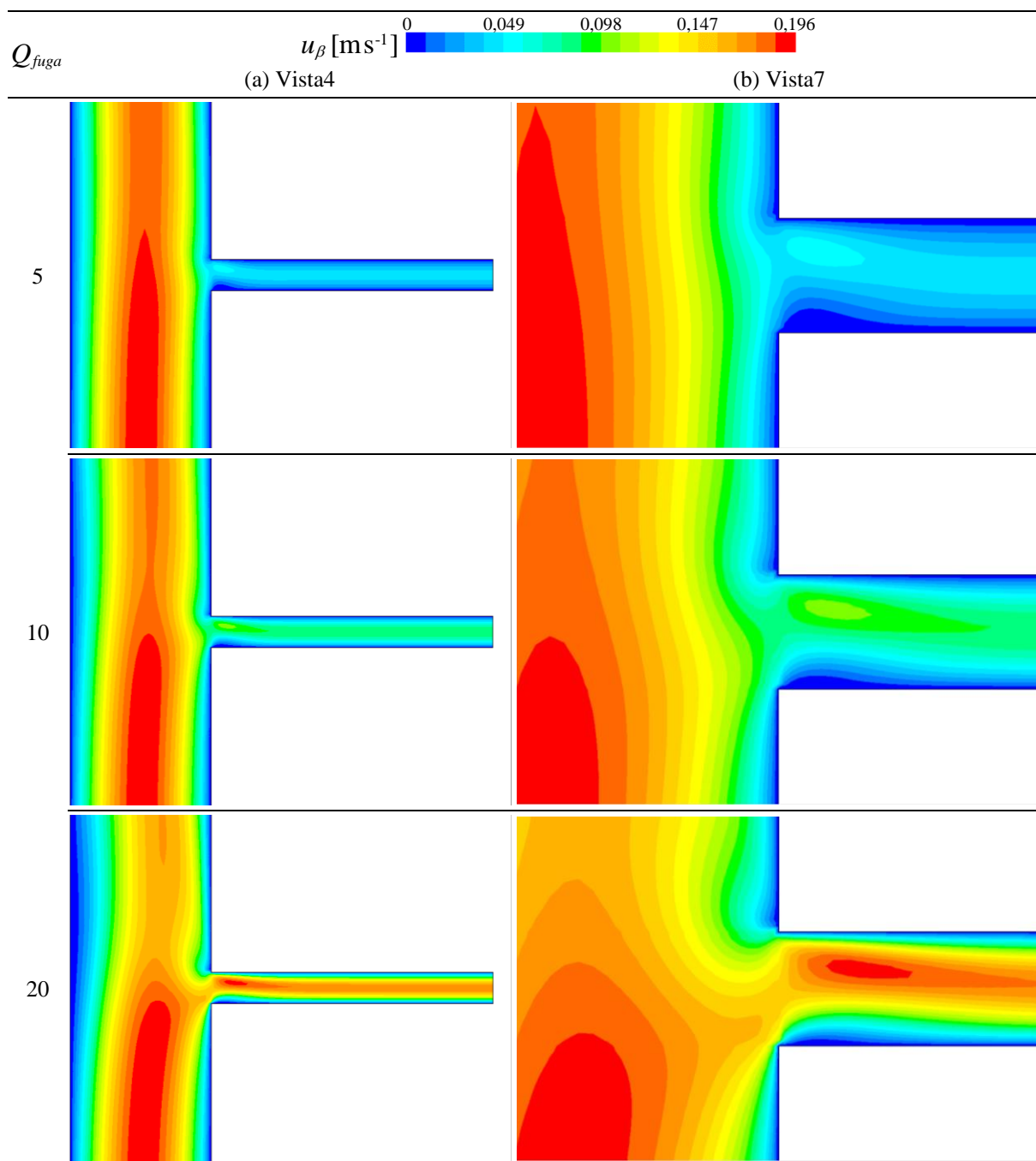


Figura 6.1. Resultados para a variação da vazão de fuga ( $Re = 250$ ).

A Figura 6.2 apresenta os resultados para a variação do número de Reynolds  $Re$ , para uma determinada vazão de fuga ( $Q_{fuga} = 10\%$ ). Observa-se que além da diferente na magnitude da velocidade do escoamento no canal, é possível constatar

uma mudança no gradiente de velocidade na região de entrada da fratura. Esta diferença é observada devido a formação de uma região de recirculação na entrada da fratura.

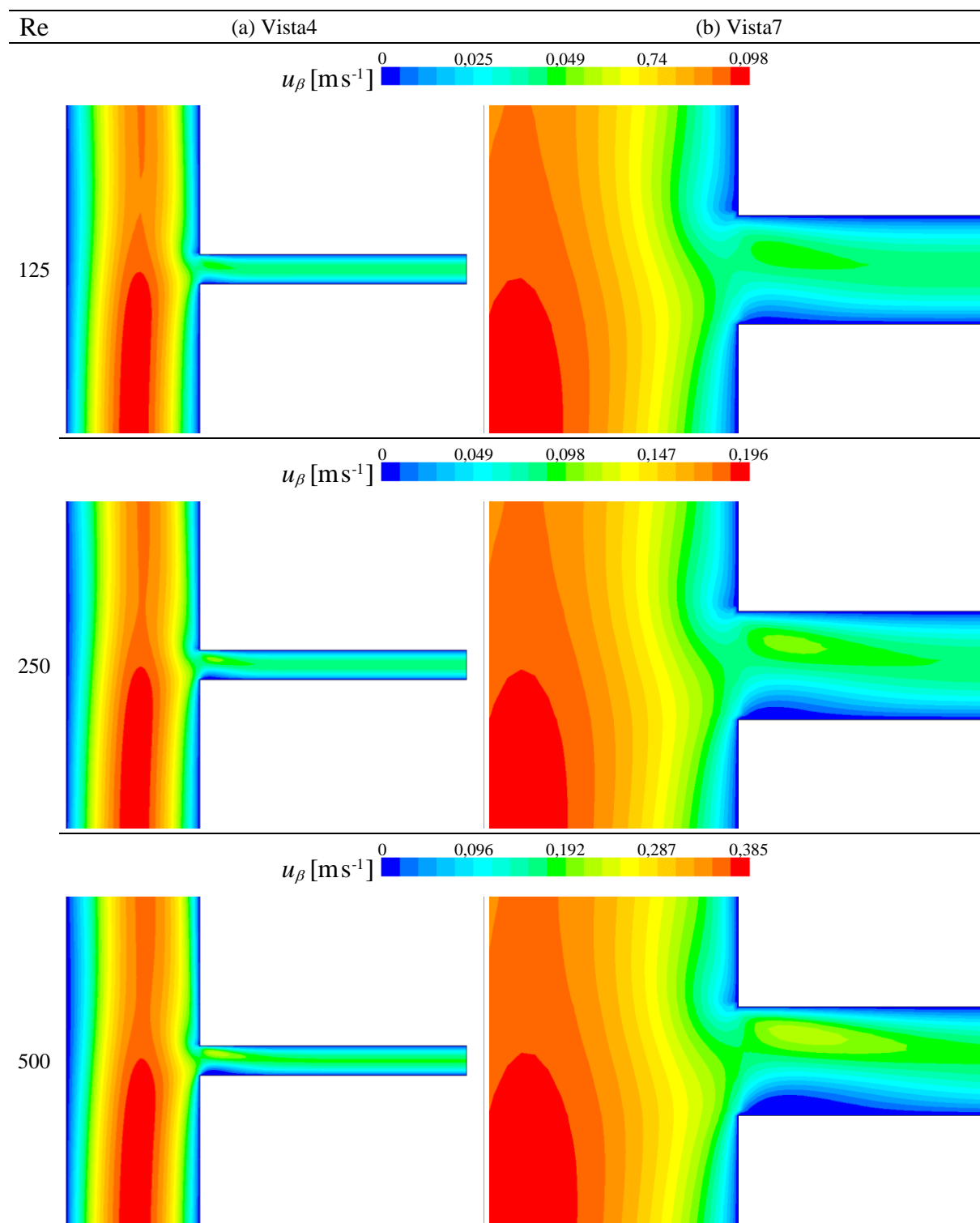


Figura 6.2. Resultados para a variação do número de Reynolds ( $Q_{fuga} = 10\%$ ).

Na presença de partículas, a intensidade do escoamento, representado pela magnitude do número de Reynolds  $Re$ , influencia a inércia das partículas em relação ao fluido, alterando o tempo de resposta do acoplamento fluido-partícula, verificado pelo número de Stokes  $St_D = \tau_p / \tau_F$ , equação (2.9).

### 6.3. Testes preliminares

Nesta seção são discutidos os testes preliminares necessários para determinar alguns parâmetros, denominados neste trabalho como parâmetros secundários (Tabela 6.4), que influenciam no processo de preenchimento das fraturas e que, em primeira análise, não são considerados como parâmetros principais de caracterização das condições de operação do processo injeção. A determinação destes parâmetros secundários é essencial para a posterior análise do efeito da variação dos parâmetros principais (Tabela 6.5), fornecendo uma representação coerente para as diferentes características geométricas, dinâmicas e numéricas inerentes ao problema proposto.

A Tabela 6.4 resume os parâmetros secundários para a respectiva análise sobre o efeito no processo de preenchimento da fratura. Detalhes dos resultados das análises, referentes aos parâmetros secundários, são descritas no Apêndice E.

**Tabela 6.4. Parâmetros secundários investigados no problema.**

Parâmetro	Símbolo	Apêndice
Malha computacional	VC	E.1
Dimensão do volume unitário	$l_z$	E.2
Comprimento de saída do canal	$l_{DW}$	E.3
Passo de tempo da fase discreta	$\Delta t_p$	E.4
Constante de rigidez das partículas	$K_n$	E.5
Coefficiente de restituição da partícula	$e_{p-i}$	E.6
Coefficiente de atrito tangencial	$\mu_a$	E.7
Posição da superfície de injeção	$l_{IP}$	E.8
Comprimento da superfície de injeção	$h_{IP}$	E.9
Modelo de arrasto	$C_D$	E.10
Forças de interação	$\mathbf{F}_{ls}, \mathbf{F}_{vm}, \mathbf{F}_{pg}$	E.11

A Tabela 6.5 apresenta os parâmetros principais para o processo de injeção de partículas para o preenchimento das fraturas. Os valores em destaque, na Tabela 6.5, são considerados como uma configuração padrão de injeção, para todas as simulações dos parâmetros secundários, investigadas no presente trabalho.

**Tabela 6.5. Parâmetros principais de injeção para o processo de preenchimento.**

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Número de pontos de injeção de partículas	$n_{IP}$	20, <b>30</b> , 40	[-]
Passo de tempo da injeção de partículas	$\Delta t_{IP}$	(1,5; <b>2,0</b> ; 3,0) e-02	[s]
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}$	1,75; <b>2</b> ; 2,25	[-]
Diâmetro da partícula	$d_p$	<b>0,50</b> ; 0,75	[mm]

A configuração padrão de injeção em destaque (Tabela 6.5) é analisada na Seção 6.4, caracterizando as diferentes etapas e características observadas em um processo de preenchimento da fratura.

Os resultados para a variação dos parâmetros principais, da Tabela 6.5, são apresentados na Seção 6.5, cuja síntese do efeito da concentração de partículas, referentes a cada parâmetro de injeção, é fornecida na Seção 6.6.

#### 6.4. Processo de preenchimento da fratura

Nesta seção são apresentados os resultados e análises, para um determinado processo de injeção e preenchimento da fratura, referente a simulação numérica da configuração padrão da Tabela 6.5, discutida na Seção 6.3.

A Tabela 6.6 resume os valores dos parâmetros principais (Seção 6.3) e propriedades do processo de injeção (Seção 4.4.2) utilizados para a simulação da configuração padrão. Os parâmetros geométricos do canal fraturado utilizados são fornecidos na Tabela 6.1. A configuração de invasão inicial do problema, conforme exposto na Seção 6.2, considera  $Re = 250$  e  $Q_{fuga} = 10\%$ .

**Tabela 6.6. Parâmetros e propriedades do processo de injeção para o preenchimento da configuração padrão.**

Parâmetro / Propriedade	Símbolo	Valor	Unidade
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}$	2	[-]
Diâmetro da partícula	$d_p$	0,50	[mm]
Número de pontos de injeção de partículas	$n_{IP}$	30	[-]
Passo de tempo da injeção de partículas	$\Delta t_{IP}$	2,0e-02	[s]
Velocidade média de injeção das partículas	$U_{p,IP}$	0,196	[m s <sup>-1</sup> ]
Vazão mássica de partículas	$\dot{m}_{p,IP}$	2,332e-04	[kg s <sup>-1</sup> ]
Números de partículas por segundo	$N_{p,IP}$	1500	[s <sup>-1</sup> ]



Tendo em vista, os testes preliminares realizados no Apêndice E, são considerados na Tabela 6.7, uma síntese dos valores para cada parâmetro secundário, recomendados para minimizar a influência sobre o processo de injeção e preenchimento da configuração padrão proposta nesta seção.

**Tabela 6.7. Valores dos parâmetros secundários para o processo de preenchimento.**

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Malha computacional	VC	Tabela E.5	
Dimensão do volume unitário	$l_z$	0,001	[m]
Comprimento de saída do canal	$l_{DW}$	0,225	[m]
Passo de tempo da fase discreta	$\Delta t_p$	2,0e-04	[s]
Constante de rigidez das partículas	$K_n$	2	[N m <sup>-1</sup> ]
Coefficiente de restituição da partícula	$e_{p-i}$	0,9	[-]
Coefficiente de atrito tangencial	$\mu_a$	-	[-]
Posição da superfície de injeção	$l_{IP}$	0,2	[m]
Comprimento da superfície de injeção	$h_{IP}$	0,035	[m]
Modelo de arrasto	$C_D$	Eq. (B.1)	[-]
Forças de interação	$\mathbf{F}_{ls}, \mathbf{F}_{vm}, \mathbf{F}_{pg}$	todas	[N]

A Figura 6.3 apresenta os instantes iniciais do processo de preenchimento da fratura ao longo do tempo, observados para a vista4 (região do canal fraturado CH-FR) do Apêndice A. No instante  $t_{ip} = 1,2s$  as primeiras partículas, localizadas no centro do canal alcançam a região da fratura, sendo observada a entrada de partículas em  $t_{ip} = 2,0s$ , uma vez que o alto gradiente de velocidade neste local modifica o padrão da trajetória das partículas.

Em  $t_{ip} = 3,0s$  as primeiras partículas iniciam o processo de colisão na superfície de saída da fratura, que possui uma condição de contorno de reflexão, conforme descrito anteriormente nas condições de contorno (3.1.1), para a fase discreta das partículas.

Considerando o perfil do escoamento para a fase fluida,  $u_\beta$ , é possível observar a forte interação entre as partículas e o fluido, em relação ao primeiro contato do fluido com o material particulado, referente ao processo de injeção, devido à perturbação verificada no campo de velocidade do fluido. Este fato é devido, principalmente, à diferença de concentração inicial proporcionada no canal inicialmente preenchido apenas com fluido. Observa-se que ao longo do tempo o perfil da velocidade do fluido tende a entrar em regime conforme a concentração do canal se torna homogênea.

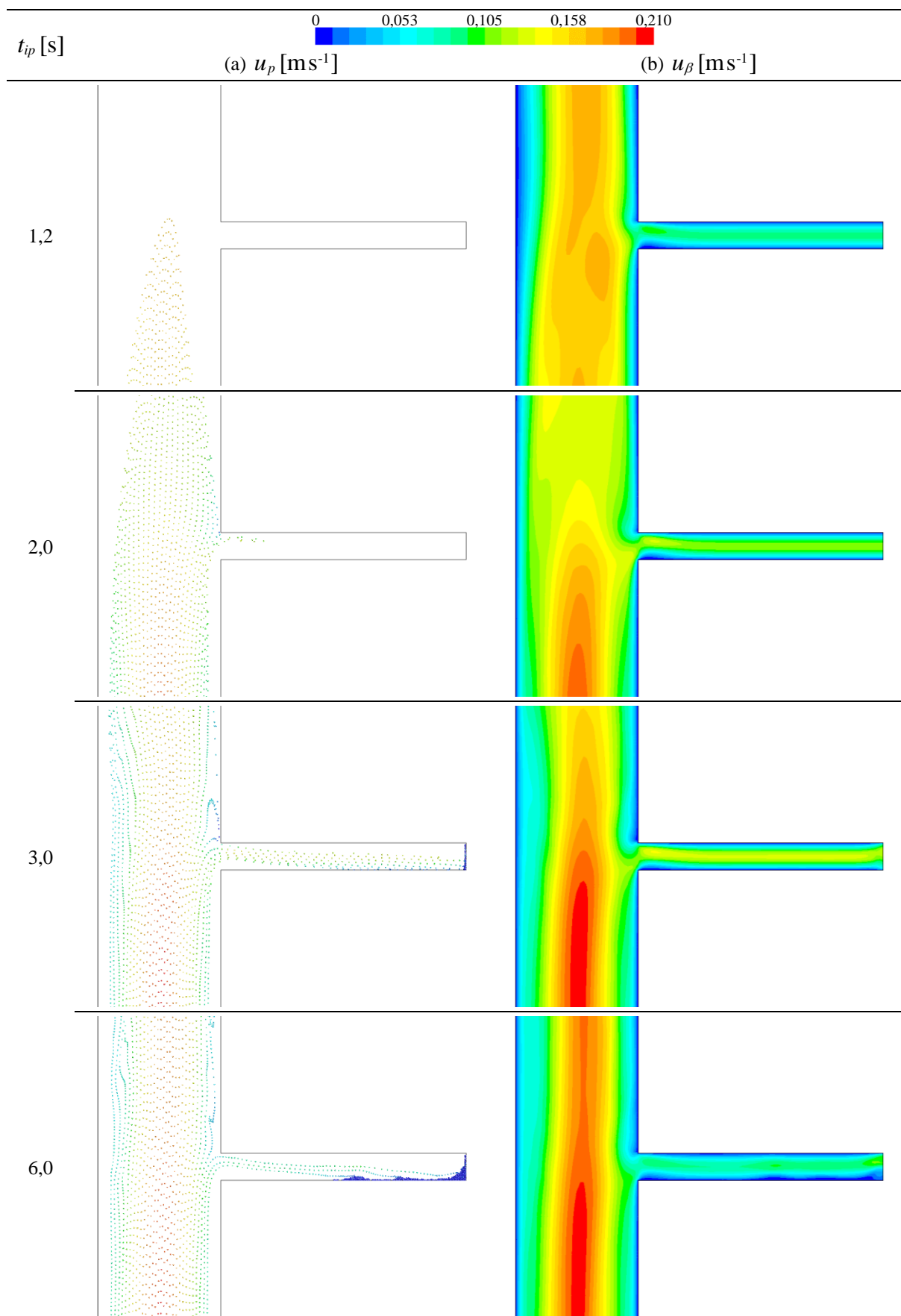


Figura 6.3. Início do processo de preenchimento (vista4): (a) trajetória das partículas, colorida em função da velocidade da partícula; (b) perfil da velocidade do fluido.

Ainda em relação ao perfil de velocidade do fluido, considerando agora a região da fratura (FR), é observado um aumento de velocidade para os primeiros passos de tempo. Este fato é devido ao aumento do peso da região a jusante da fratura, que inicialmente apresenta uma perda de carga considerando apenas o peso do fluido.

Para  $t_{ip} = 6,0s$  é possível verificar o início da formação do leito fixo do processo de preenchimento, sendo verificada de imediato uma redução da velocidade do perfil do fluido na fratura (FR), devido à resistência gerada pelo empacotamento das partículas na saída da fratura. Na Figura 6.4 são apresentadas diferentes vistas (Apêndice A) do problema, comparadas para dois instantes de tempo  $t_{ip} = 3,0; 6,0s$ .

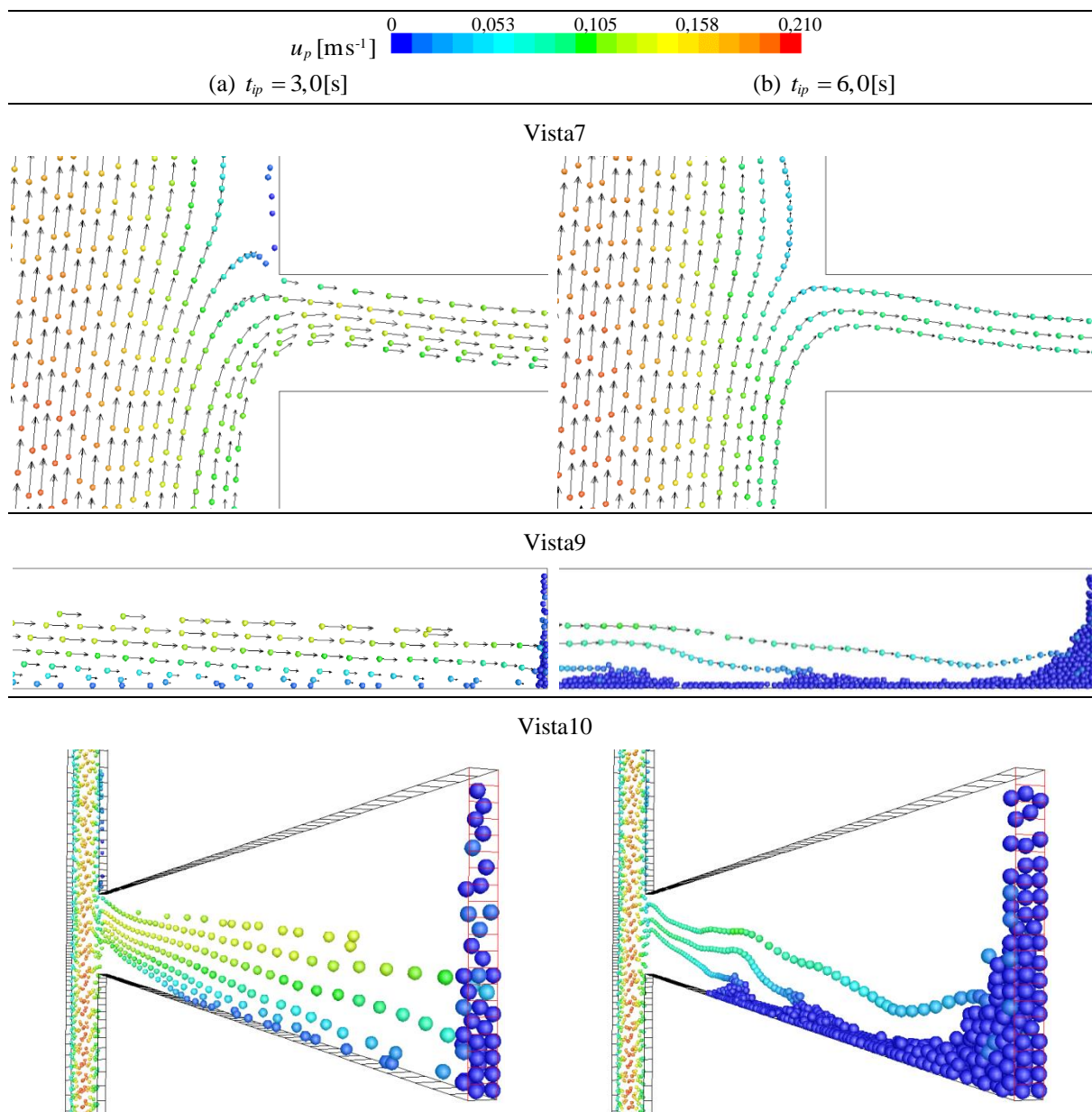


Figura 6.4. Resultados da trajetória das partículas, coloridas em função de  $u_p$ , para diferentes vistas: (a)  $t_{ip} = 3s$ ; (b)  $t_{ip} = 6s$ .

Para a vista7 da Figura 6.4 (região de transição e fratura, TR-FR), observa-se a mudança de direção das partículas na região de entrada da fratura, que inicialmente apresenta um maior número de partículas entrando na fratura, diminuindo com a formação do leito fixo na fratura.

Na vista9 da Figura 6.4 (região em detalhe da saída da fratura, FR-O) é verificado o início da formação do leito fixo, que conforme discutido anteriormente na Seção 3.2.2, apresenta um empacotamento tridimensional (vista10 – detalhe do volume unitário 3D na região da fratura, FR-3D) em relação ao referencial lagrangeano utilizado para a trajetória das partículas.

A Figura 6.5 apresenta a continuação da Figura 6.3, para o processo de preenchimento da fratura ao longo do tempo. No instante  $t_{ip} = 10s$  já é possível observar a formação de um pequeno, porém significativo, leito fixo de partículas no qual o perfil de velocidade do fluido começa a contornar.

Na Figura 6.5 observa-se que o leito se estabelece ao longo do tempo, conforme a fratura é preenchida, o padrão da trajetória das partículas no canal ( $CH=UP+TR+DW$ ) se modifica, assim como a quantidade de partículas que entram na fratura.

A mudança no padrão (Figura 6.5) também é verificada para o perfil de escoamento do fluido, que ao longo do tempo se intensifica devido à formação de uma região de baixa velocidade formada na parede do reservatório. A formação desta região de esteira é devido a diferença de concentração da fase discreta, a qual se apresenta em maior quantidade nas proximidades da parede do poço, devido a estagnação do fluido.

Na Figura 6.6 é possível visualizar, na região adjacente a parede do reservatório, a mudança do padrão do escoamento das partículas ( $u_p$ ), assim como da fase contínua do fluido ( $u_\beta$ ), em relação aos dois instantes de tempo investigados  $t_{ip} = 10;30s$ , para a vista3 (região a jusante da fratura do canal fraturado, CF-DW). Observe que o perfil do escoamento preferencial do fluido, para  $t_{ip} = 30s$  em relação a  $t_{ip} = 10s$ , se intensifica devido ao aumento da concentração de partículas na região adjacente ao reservatório (parede do poço), reduzindo a área útil para o escoamento homogêneo da mistura de fluido e partículas.

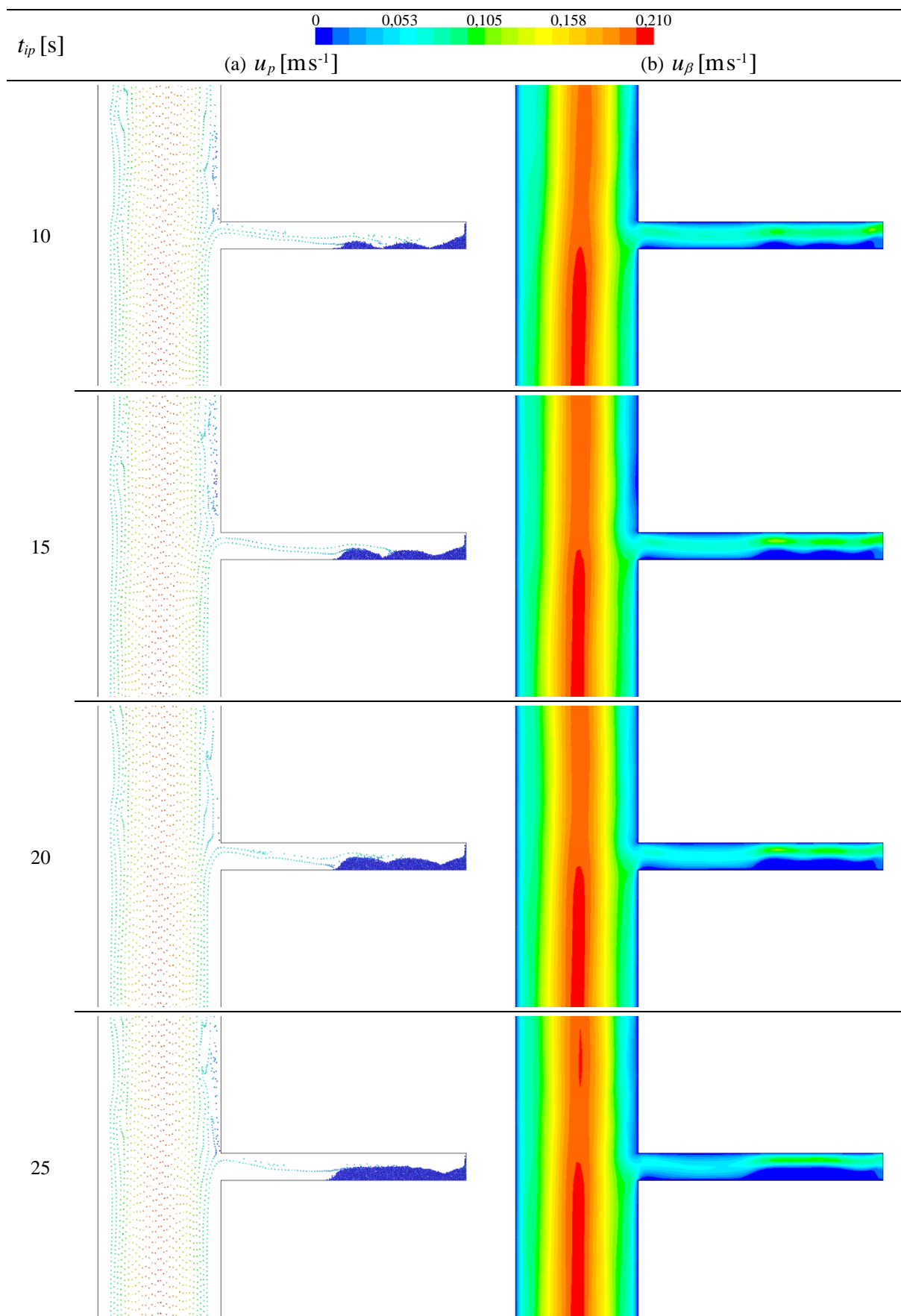


Figura 6.5. Continuação do processo de preenchimento (vista4): (a) trajetória das partículas; (b) perfil da velocidade do fluido.

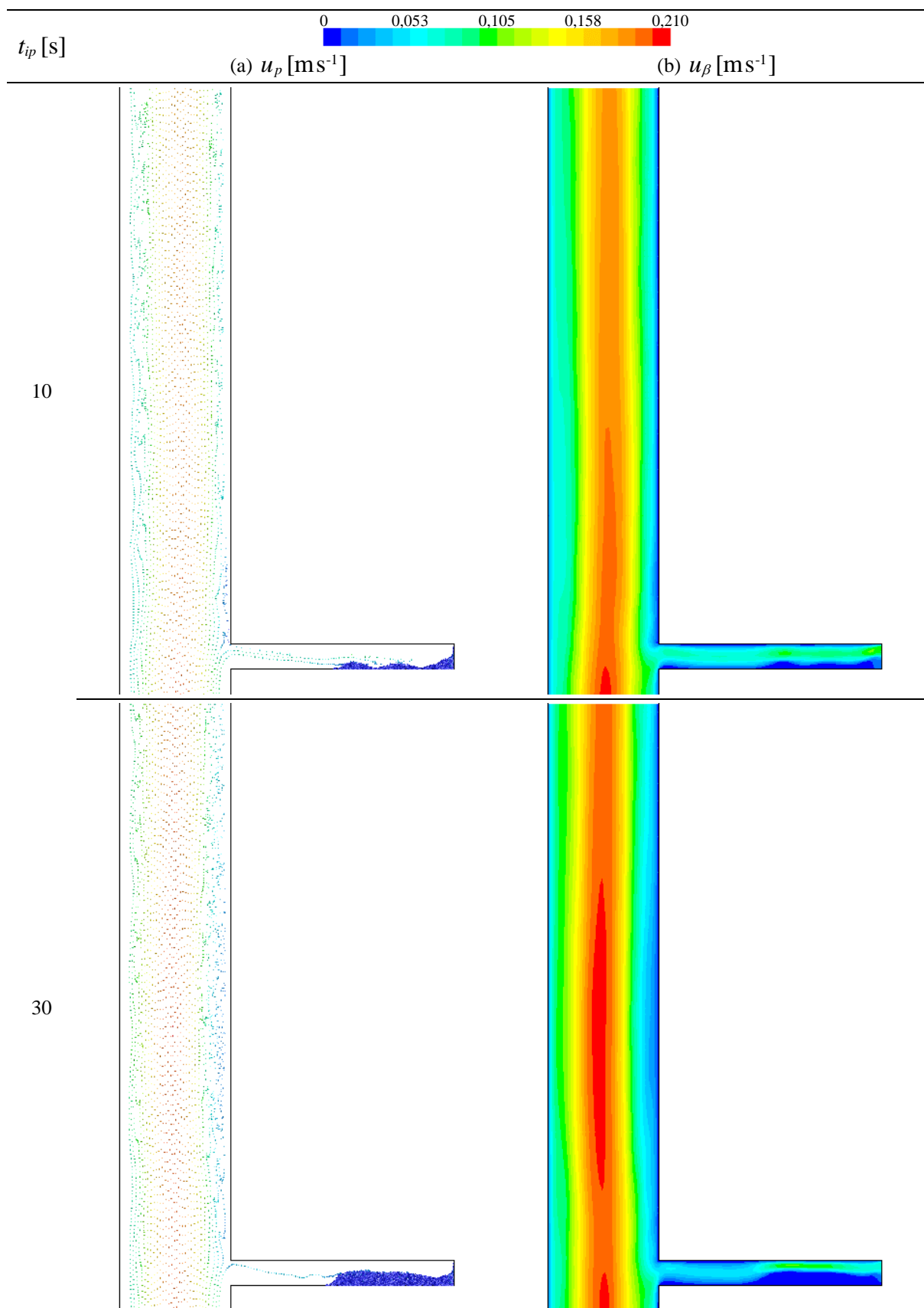


Figura 6.6. Resultados para a vista3 (CF-DW): (a) trajetória das partículas; (b) perfil da velocidade do fluido.

A Figura 6.7 apresenta a continuação da Figura 6.5, para os instantes finais do processo de preenchimento da fratura ao longo do tempo. Observe que o padrão de escoamento das partículas a partir de  $t_{ip} = 30s$  passa a apresentar um formato similar no canal (CH), caracterizando um escoamento homogêneo para a mistura. Para o perfil de escoamento do fluido, embora o formato também seja similar, é verificada ainda uma mudança significativa na velocidade máxima no canal, devido à redução de área do escoamento com alta concentração de partículas, conforme observado na Figura 6.6.

Observa-se ainda na Figura 6.7, que na região da fratura, embora a entrada de partículas seja pequena, ainda é verificada uma fuga de fluido. Esta fuga deve-se ao alto gradiente de pressão ( $\Delta p_{fuga}$ ) imposto na saída da fratura, que para a atual configuração de formação do leito fixo de partículas não é suficiente para anular totalmente a fuga de fluido.

A Figura 6.8 apresenta os parâmetros de monitoramento (Tabela 6.2) ao longo do tempo, para o processo de preenchimento da fratura investigado.

O início do processo de injeção das partículas é caracterizado pelo aumento linear do número de partícula  $N_{p,CF}$ , que são geradas de forma constante ( $N_{p,IP}$ ) no interior do canal fraturado.

A caracterização, do início do processo de injeção, também pode ser observada em relação a redução da concentração  $C_{\beta,CF}$  do fluido (que representa a fração volumétrica efetiva de fluido no canal fraturado) e aumento da concentração de partículas  $C_{p,CF}$ , ambos de forma linear. A relação entre  $C_{\beta,CF}$  e  $C_{p,CF}$  verifica, de certo modo, o balanço de massa entre as fases do fluido e da partícula no interior do domínio.

Para o instante em que as primeiras partículas, que não entraram na fratura, começam a sair pela parte superior do canal existe uma variação na taxa de aumento do número de partículas  $N_{p,CF}$  no interior do canal (Figura 6.8). O instante em que as partículas começam a deixar o canal é verificado pela vazão da fase discreta das partículas na saída do canal  $Q_{p,CH,o}$ , que permanece nula até a chegada das partículas na parte superior do canal.

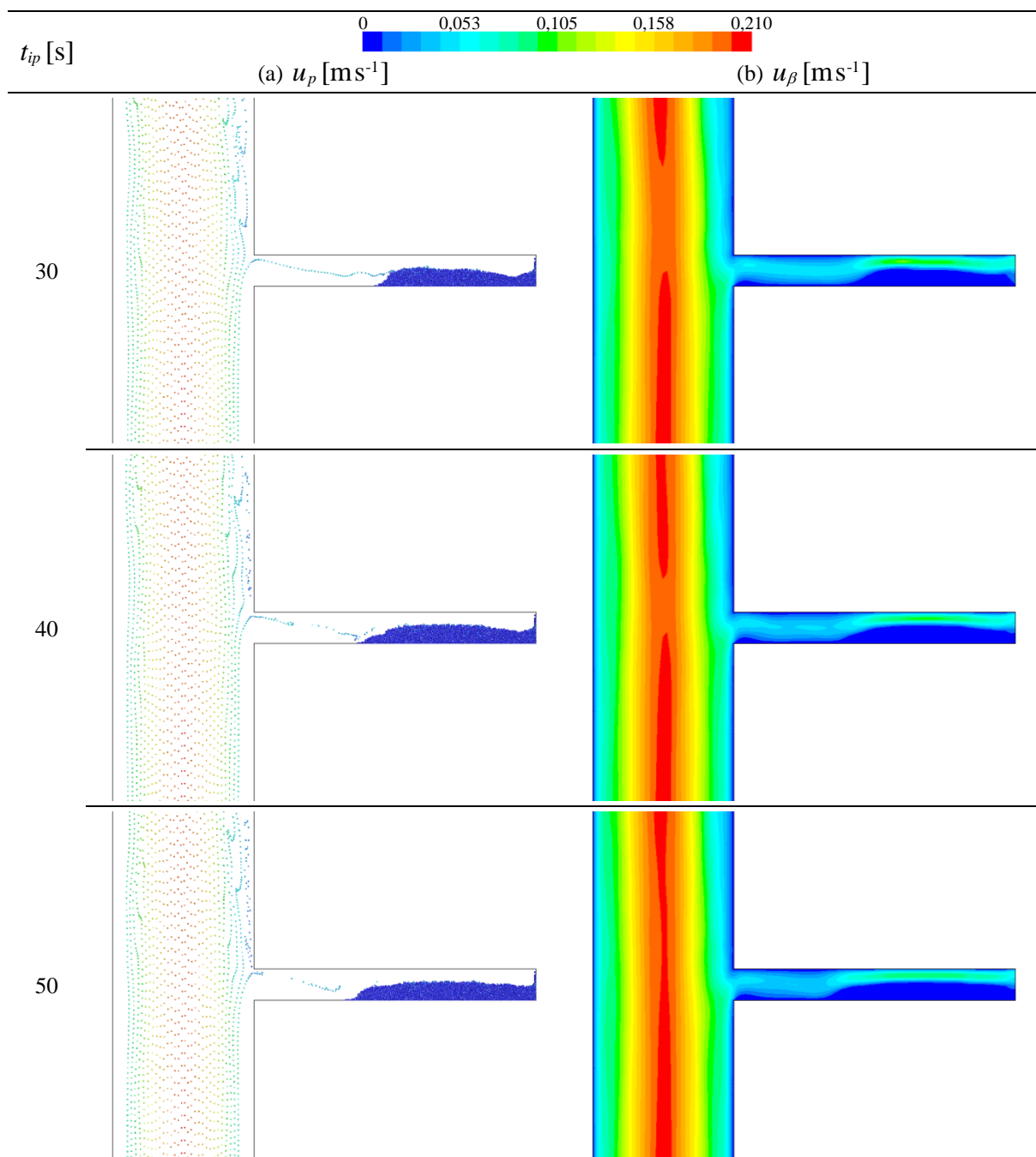


Figura 6.7. Final do processo de preenchimento (vista4): (a) trajetória das partículas; (b) perfil da velocidade do fluido.

O monitoramento da pressão  $P_{m,CH,i}$  na entrada do canal (Figura 6.8), inicialmente possui o valor referente apenas a perda de carga do fluido, necessária para manter o fenômeno de invasão inicial (imposto pelo  $\Delta p_{fuga}$ ). Conforme as partículas são injetadas no domínio, o peso da mistura aumenta e a pressão na entrada do canal (ou fundo do poço) deve aumentar para manter a mesma magnitude do escoamento ( $Re$ ). O valor de  $P_{m,CH,i}$  tende a se estabilizar no instante em que o



escoamento da mistura (fluido e partículas) se encontre em regime homogêneo no canal.

Quando o número de partículas no canal  $N_{p,CF}$  se torna constante ao longo do tempo, deve-se verificar a vazão da mistura (fluido e partícula) na saída do canal  $Q_{m,CH,o}$ , que caracteriza um regime homogêneo do escoamento, assim como a vazão de fuga na saída da fratura  $Q_{fuga}$ , para que o processo de injeção termine.

A vazão mássica de fluido que deixa a fratura ( $q_{\beta,FR,o}$ ) é adimensionalizada em relação à vazão mássica de fluido que entra no canal ( $q_{\beta,CH,i}$ ). Note que nos primeiros instantes de tempo a vazão pela saída fratura  $Q_{fuga}$  permanece constante, sendo alterada quando as primeiras partículas entram na região da fratura. O efeito inicial é um aumento da vazão de fuga  $Q_{fuga}$ , devido ao aumento do peso da mistura no canal na região (DW), a jusante da fratura.

Conforme o preenchimento da fratura aumenta é verificado uma redução em  $Q_{fuga}$ , inicialmente acentuada, que a partir de uma determinada resistência do leito fixo formado, possui uma redução de forma assintótica.

O fim do processo de injeção é determinado pela estabilização do valor da vazão através da saída da fratura ( $Q_{fuga}$ ). Quando este valor de vazão é zero, o processo atinge o objetivo de vedação e o escoamento no canal é reestabelecido.

Por outro lado, a estabilização do valor de  $Q_{fuga}$ , que sai pela fratura, pode ser diferente de zero (como no caso atual investigado), o que pode ser considerado como uma falha ou ineficiência no processo de vedação, em relação aos parâmetros de injeção utilizados. Este fato ocorre em casos em que o gradiente de pressão ( $\Delta p_{fuga}$ ) estabelecido na saída da fratura é maior do que a perda de carga gerada pelo empacotamento do leito fixo das partículas na região da fratura.

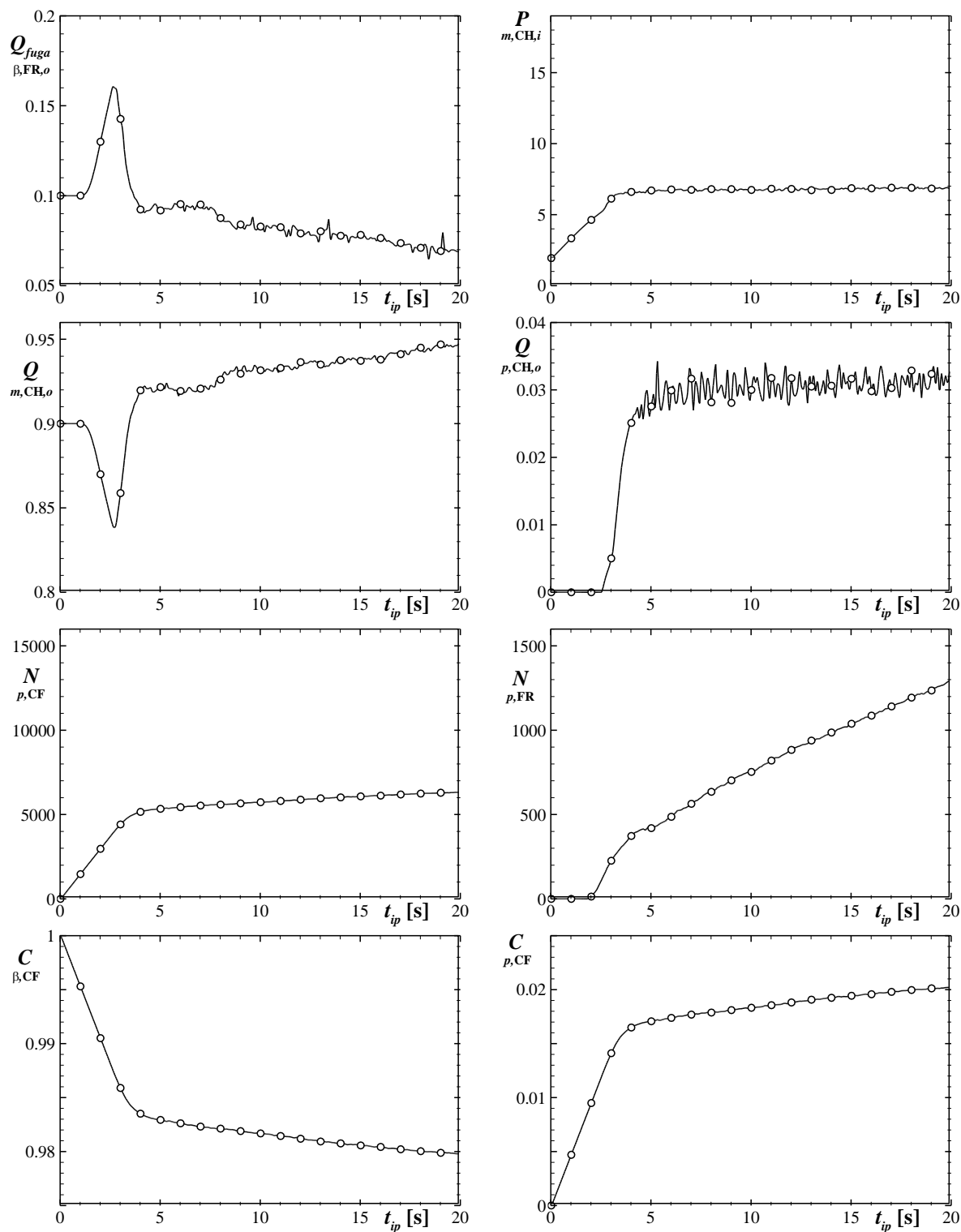


Figura 6.8. Parâmetros de monitoramento ao longo do processo de preenchimento para a configuração padrão de injeção.

## 6.5. Influência dos parâmetros de injeção

Nesta seção são apresentados os resultados para o efeito da variação da concentração, referente a cada parâmetro principal de injeção.

A Tabela 6.8 resume os valores dos parâmetros principais, para a análise do efeito da variação de concentração do processo de injeção de partículas, investigando as principais características em relação ao preenchimento das fraturas.

**Tabela 6.8. Parâmetros principais de injeção para o processo de preenchimento.**

Parâmetro	Valor	Unidade	Seção
$n_{IP}$	20, <b>30</b> , 40	[-]	6.5.1
$\Delta t_{IP}$	(1,5; <b>2,0</b> ; 3,0) e-02	[s]	6.5.2
$\rho_p/\beta$	1,75; <b>2</b> ; 2,25	[-]	6.5.3
$d_p$	<b>0,50</b> ; 0,75	[mm]	6.5.4

Os valores em destaque na Tabela 6.8, representam a configuração padrão de injeção, cujos resultados e análises, apresentados na Seção 6.4, servem como base de comparação para a variação discutida nesta seção.

Os parâmetros secundários, utilizados para as simulações numéricas de cada parâmetro principal, são considerados os mesmos da configuração padrão, apresentados na Tabela 6.7 (Seção 6.4). Os parâmetros geométricos do canal fraturado são fornecidos na Tabela 6.1 (Seção 6.1). A configuração de invasão inicial do problema, conforme exposto na Seção 6.2, é para  $Re = 250$  e  $Q_{fuga} = 10\%$ .

Na Seção 6.6 é fornecida a síntese dos resultados para o efeito da variação dos parâmetros principais em relação a influência sobre a concentração de partículas do processo de injeção.

### 6.5.1. Número de pontos de injeção de partículas

A Tabela 6.9 resume os valores dos parâmetros principais e propriedades da injeção, assim como os parâmetros secundários, necessários para a variação do número de pontos de injeção de partículas ( $n_{IP}$ ).

A Figura 6.9 apresenta a comparação para duas configurações de número de pontos de injeção de partículas,  $n_{IP} = 20; 40$ . Para  $t_{ip} = 2,0s$  é possível observar, para os dois casos, o início da entrada de partículas na região da fratura.

**Tabela 6.9. Parâmetros e propriedades para a variação do número de pontos de injeção.**

$n_{IP}$	$\Delta t_{IP}$ [s]	$\rho_{p/\beta}$	$d_p$ [mm]	$\dot{m}_{p,IP}$ [kg s <sup>-1</sup> ]	$N_{p,IP}$ [s <sup>-1</sup> ]	$K_n$ [N m <sup>-1</sup> ]
20				$1,555 \times 10^{-4}$	1000	
<b>30</b>	<b><math>2,0 \times 10^{-2}</math></b>	<b>2</b>	<b>0,5</b>	<b><math>2,332 \times 10^{-4}</math></b>	<b>1500</b>	<b>2</b>
40				$3,109 \times 10^{-4}$	2000	

Para o caso com  $n_{IP} = 40$  fica evidente a maior concentração de partículas na direção horizontal do canal, devido ao maior número de pontos de injeção das partículas. O aumento do peso da mistura no canal, para o caso com  $n_{IP} = 40$ , apresenta um preenchimento com maior quantidade de partículas na região da fratura (FR), em comparação com o caso de  $n_{IP} = 20$ . Este fato é devido a maior perda de carga gerada na região a jusante da fratura (DW), que é compensada pelo aumento da vazão de fuga ( $Q_{fuga}$ ) na saída da fratura.

Outro fenômeno observado na Figura 6.9 é em relação à região de estagnação do fluido adjacente à parede do reservatório, que para o caso com  $n_{IP} = 40$  observa-se uma maior região de concentração de partícula. O formato final do preenchimento da fratura é observado de forma diferente para os dois casos. Para o caso com  $n_{IP} = 20$ , observa-se uma altura de leito fixo maior, que o caso com  $n_{IP} = 40$ , sendo este leito formado antes do final da fratura.

Na Figura 6.10, que apresenta os parâmetros de monitoramento, observa-se que a vazão de fuga  $Q_{fuga}$  para os casos com  $n_{IP} = 20; 30; 40$  possui, praticamente, o mesmo valor ao final do processo ( $t_{ip} \sim 40s$ ). A diferença está no tempo em que o processo de preenchimento leva para alcançar a vazão de fuga  $Q_{fuga}$  final, que para o caso com  $n_{IP} = 40$  ocorre em  $t_{ip} \sim 30s$ .

Observa-se na Figura 6.10, o maior número de partículas tanto no canal  $N_{p,CF}$ , quanto na fratura  $N_{p,FR}$ , conforme maior o valor de  $n_{IP}$ . De forma geral, o aumento da concentração de partículas,  $C_{p,CF}$ , proporciona um preenchimento mais rápido da fratura. Por outro lado, para manter este escoamento com alta concentração, o sistema deve fornecer uma maior pressão de entrada,  $P_{m,CH,i}$  (ou do fundo do poço).

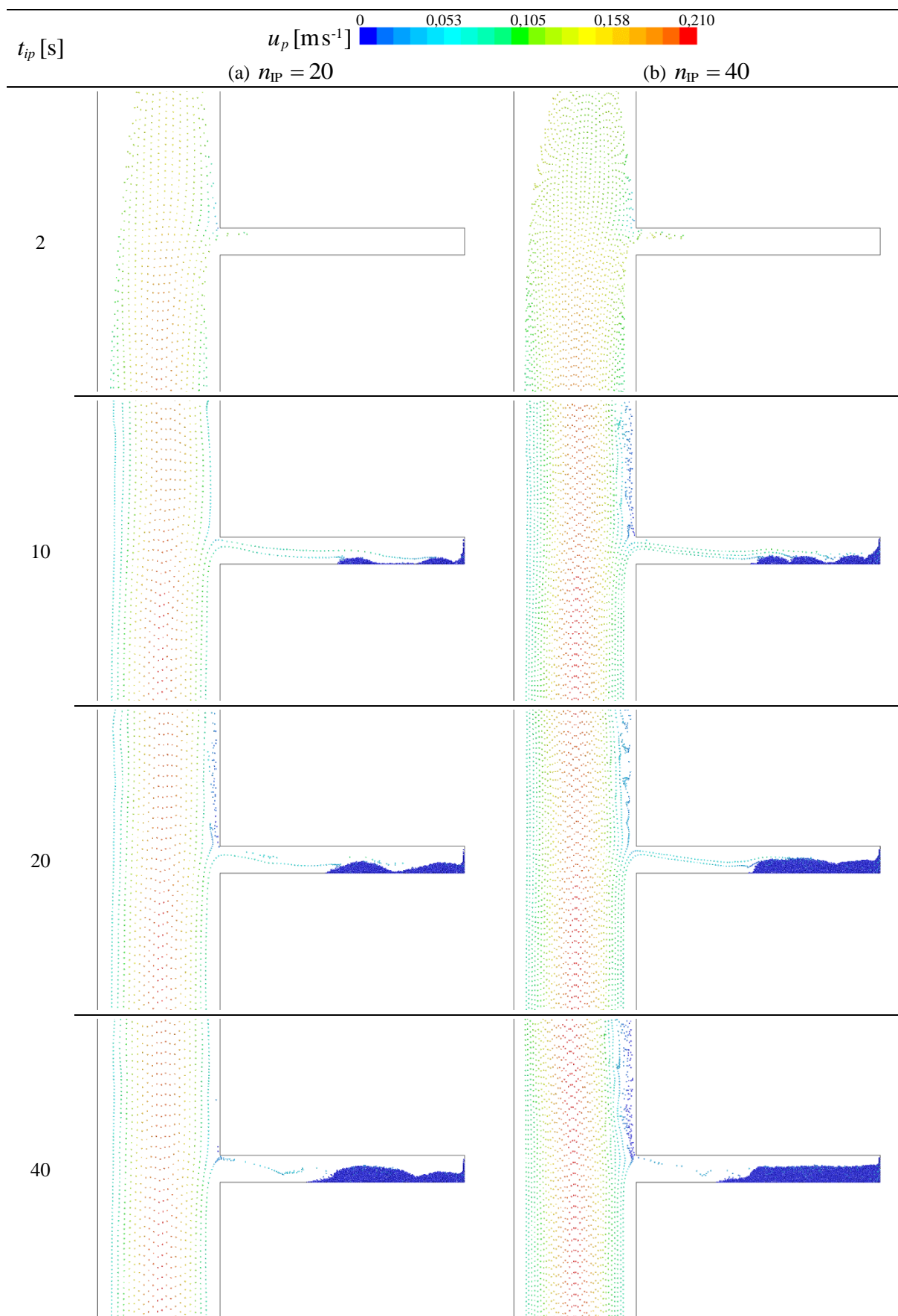


Figura 6.9. Comparação do processo de preenchimento para a trajetória das partículas (vista4):  
(a)  $n_{IP} = 20$  (b)  $n_{IP} = 40$ .

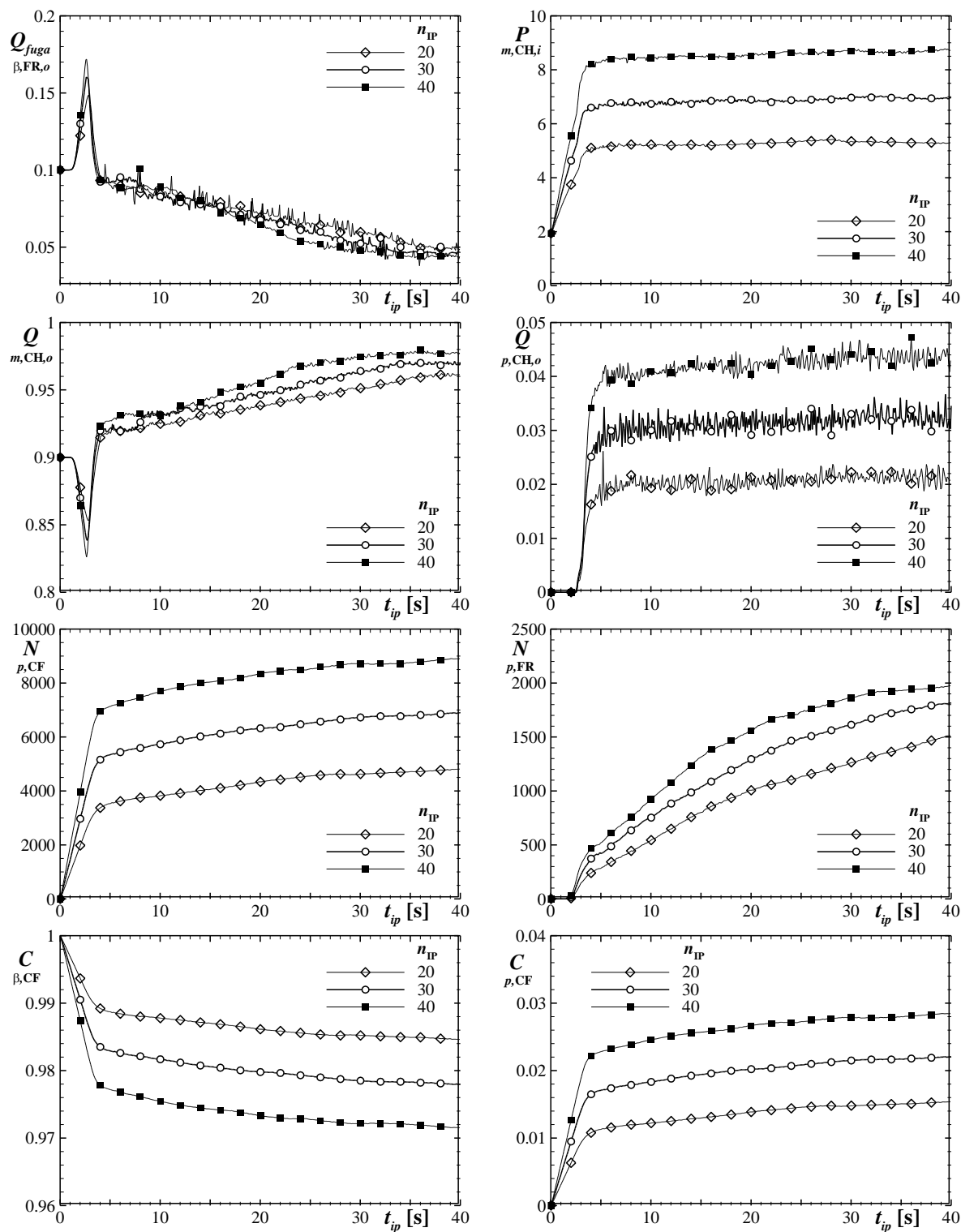


Figura 6.10. Parâmetros de monitoramento para a variação do número de pontos de injeção.

### 6.5.2. Passo de tempo da injeção de partículas

A Tabela 6.10 resume os valores dos parâmetros principais e propriedades da injeção, assim como os parâmetros secundários, necessários para a variação do passo de tempo da injeção de partículas ( $\Delta t_{IP}$ ).

**Tabela 6.10. Parâmetros e propriedades para a variação do passo de tempo da injeção de partículas.**

$n_{IP}$	$\Delta t_{IP}$ [s]	$\rho_{p/\beta}$	$d_p$ [mm]	$\dot{m}_{p,IP}$ [kg s <sup>-1</sup> ]	$N_{p,IP}$ [s <sup>-1</sup> ]	$K_n$ [Nm <sup>-1</sup> ]
	$1,5 \times 10^{-2}$			$3,109 \times 10^{-4}$	2000	
<b>30</b>	<b><math>2,0 \times 10^{-2}</math></b>	<b>2</b>	<b>0,5</b>	<b><math>2,332 \times 10^{-4}</math></b>	<b>1500</b>	<b>2</b>
	$3,0 \times 10^{-2}$			$1,555 \times 10^{-4}$	1000	

Altera a concentração vertical da mistura

A Figura 6.11 apresenta a comparação para duas configurações de número de passo de tempo da injeção de partículas,  $\Delta t_{IP} = 1,5; 3,0 \times 10^{-2}$  [s]. Para  $t_{ip} = 2,1$  s é possível observar, para os dois casos, o início da entrada de partículas na região da fratura.

Para o caso com  $\Delta t_{IP} = 1,5 \times 10^{-2}$  [s], observa-se uma maior concentração de partículas na direção vertical do canal, devido a maior quantidade de injeções realizadas para um mesmo tempo  $t_{ip}$ . Da mesma forma, como constatado no caso com maior  $n_{IP}$ , o aumento do peso da mistura no canal, para o caso com  $\Delta t_{IP} = 1,5 \times 10^{-2}$  [s], apresenta um preenchimento com maior quantidade de partículas na região da fratura (FR), em comparação com o caso de  $\Delta t_{IP} = 3,0 \times 10^{-2}$  [s]. A maior perda de carga gerada na região a jusante da fratura (DW) é compensada pelo aumento da vazão de fuga ( $Q_{fuga}$ ) na saída da fratura, necessitando de um número maior de partículas para estabilizar o escoamento homogêneo da mistura no canal.

A região de estagnação do fluido adjacente à parede do reservatório, também é verificada com maior intensidade para o caso com maior concentração de partículas injetadas ( $\Delta t_{IP} = 1,5 \times 10^{-2}$  [s]). O formato final do preenchimento da fratura é observado de forma diferente para os dois casos. Para o caso com  $\Delta t_{IP} = 3,0 \times 10^{-2}$  [s], observa-se que o leito fixo é formado antes do final da fratura, apresentando uma quantidade significativamente menor de partículas para  $t_{ip} = 30$  s.

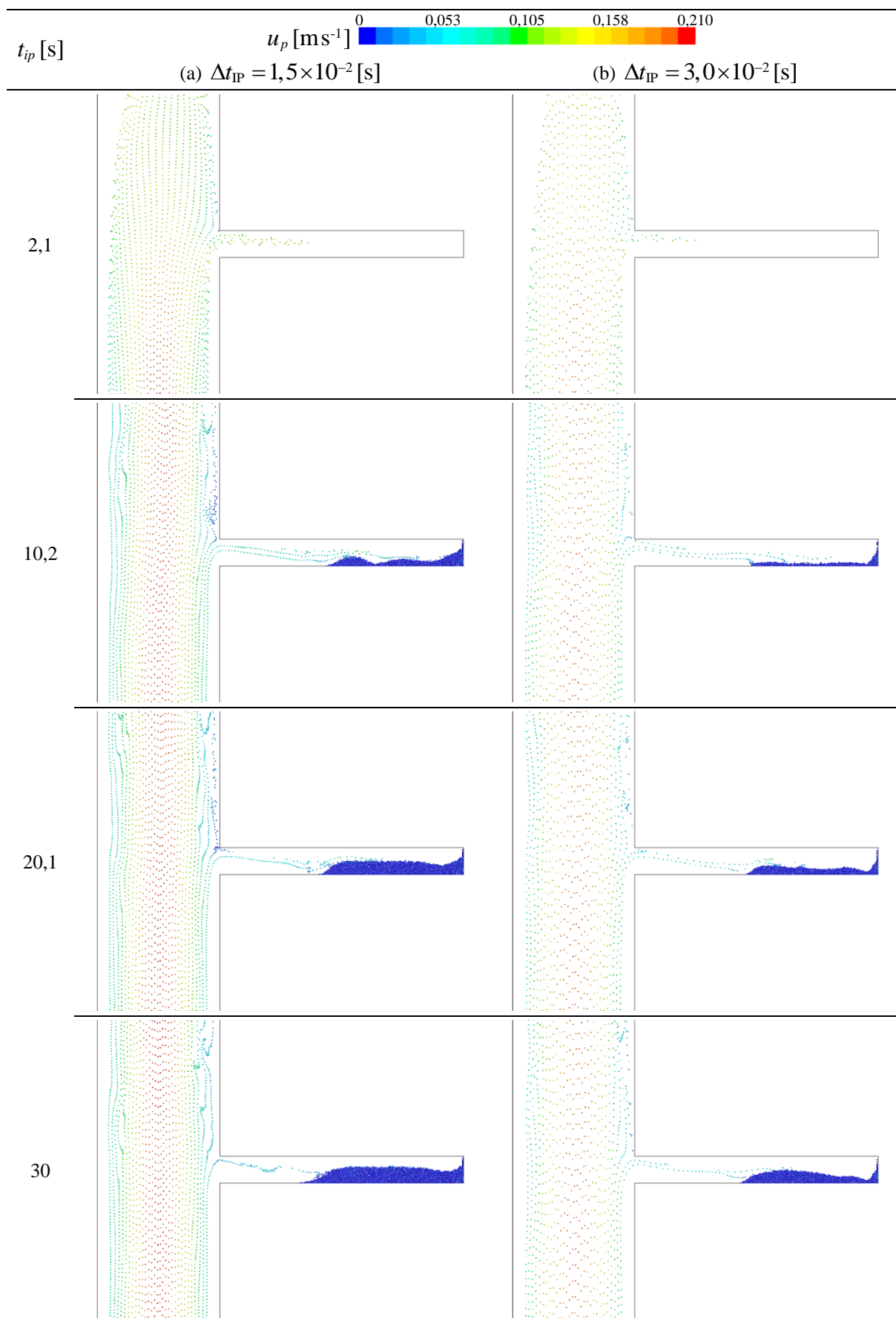


Figura 6.11. Comparação do processo de preenchimento para a trajetória das partículas (vista4): (a)  $\Delta t_{IP} = 1,5 \times 10^{-2}$  (b)  $\Delta t_{IP} = 3,0 \times 10^{-2}$ .



Considerando os parâmetros de monitoramento, para a variação de  $\Delta t_{IP}$ , Figura 6.12, observa-se uma diferença na vazão de fuga  $Q_{fuga}$  no final do processo para passo de tempo.

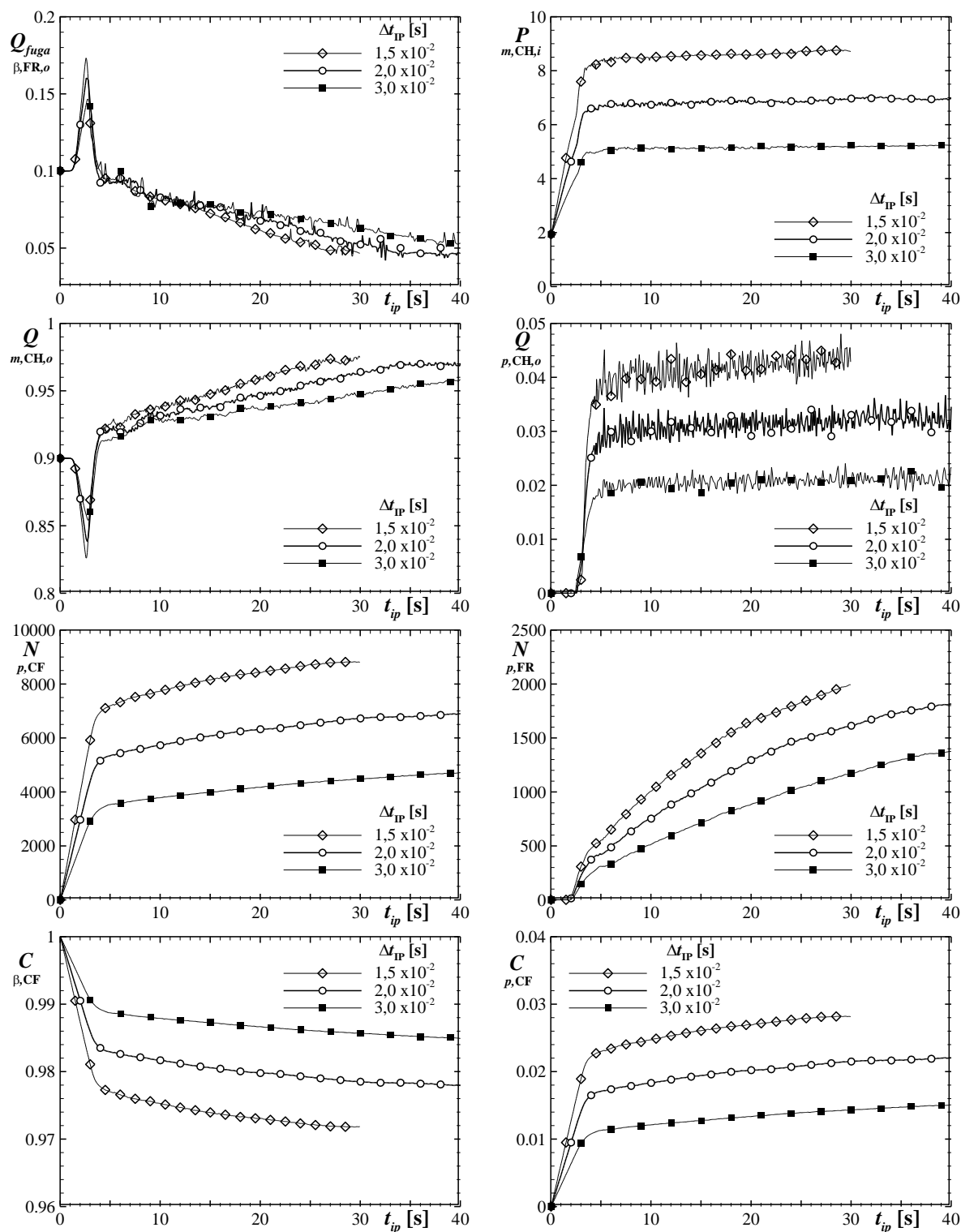


Figura 6.12. Parâmetros de monitoramento para a variação do passo de tempo de injeção.

O processo de injeção para o caso com  $\Delta t_{IP} = 1,5 \times 10^{-2}$  [s] (Figura 6.12) é finalizado em  $t_{ip} = 30$  s, atingindo o menor valor de vazão de fuga de fluido pela saída da fratura ( $Q_{fuga}$ ).

Assim como observado, para a variação de  $n_{IP}$ , o aumento da concentração de partículas,  $C_{p,CF}$ , proporciona um preenchimento mais rápido da fratura. Por outro lado, o sistema deve fornecer uma maior pressão de entrada,  $P_{m,CH,i}$ , no fundo do poço, para manter o escoamento com alta concentração.

### 6.5.3. Razão de massa específica

A Tabela 6.11 resume os valores dos parâmetros principais e propriedades da injeção, assim como os parâmetros secundários, necessários para a variação da razão de massa específica partícula-fluido ( $\rho_{p/\beta}$ ).

**Tabela 6.11. Parâmetros e propriedades da variação da razão de massa específica partícula-fluido.**

$n_{IP}$	$\Delta t_{IP}$ [s]	$\rho_{p/\beta}$	$d_p$ [mm]	$\dot{m}_{p,IP}$ [kg s <sup>-1</sup> ]	$N_{p,IP}$ [s <sup>-1</sup> ]	$K_n$ [Nm <sup>-1</sup> ]
		1,75		$2,040 \times 10^{-4}$		1,75
<b>30</b>	<b><math>2,0 \times 10^{-2}</math></b>	<b>2</b>	<b>0,5</b>	<b><math>2,332 \times 10^{-4}</math></b>	<b>1500</b>	<b>2,00</b>
		2,25		$2,623 \times 10^{-4}$		2,25

A Figura 6.13 apresenta a comparação para duas configurações de razão de massa específica partícula-fluido,  $\rho_{p/\beta} = 1,75; 2,25$ .

Para  $t_{ip} = 2,0$  s é possível observar, para os dois casos, o início da entrada de partículas na região da fratura. Ao contrário dos casos de  $n_{IP}$  e  $\Delta t_{IP}$ , não é possível distinguir facilmente uma maior concentração de partículas em relação ao escoamento da mistura do canal.

Para a configuração do caso com  $\rho_{p/\beta} = 2,25$  existe um maior peso efetivo da mistura, em comparação com  $\rho_{p/\beta} = 1,75$ , resultando em um preenchimento com maior quantidade de partículas na região da fratura (FR).

Outro efeito não observado, para os casos de  $n_{IP}$  e  $\Delta t_{IP}$ , é em relação a magnitude da força da gravidade, fazendo com que as partículas possuam a tendência de se depositar antes do final da fratura, quanto maior a razão de  $\rho_{p/\beta}$ .

Em relação a região de estagnação do fluido adjacente à parede do reservatório, não foi verificada uma diferença significativa entre as configurações de  $\rho_{p/\beta}$ .

O formato final do preenchimento da fratura é observado de forma diferente para os dois casos, devido ao efeito do peso da mistura no canal e da força de gravidade que atua no escoamento da partícula na região da fratura.

Para o caso com  $\rho_{p/\beta} = 2,25$ , verifica-se, em  $t_{ip} = 40s$ , uma formação do leito fixo mais próximo da região do canal, i.e., as partículas tendem a se depositarem antes do final da fratura devido à ação da força da gravidade.

Na Figura 6.14 (parâmetros de monitoramento para  $\rho_{p/\beta}$ ), observa-se que a vazão de fuga  $Q_{fuga}$  possui, praticamente, o mesmo valor no final do processo de injeção ( $t_{ip} \sim 40s$ ), para todas as configurações de  $\rho_{p/\beta}$ .

Verifica-se na Figura 6.14 que o caso com  $\rho_{p/\beta} = 1,75$  apresenta uma redução do valor de  $Q_{fuga}$ , ao longo do tempo, de forma mais intensa, mesmo com uma quantidade significativamente menor de partículas na região da fratura, em relação ao caso de  $\rho_{p/\beta} = 2,25$ .

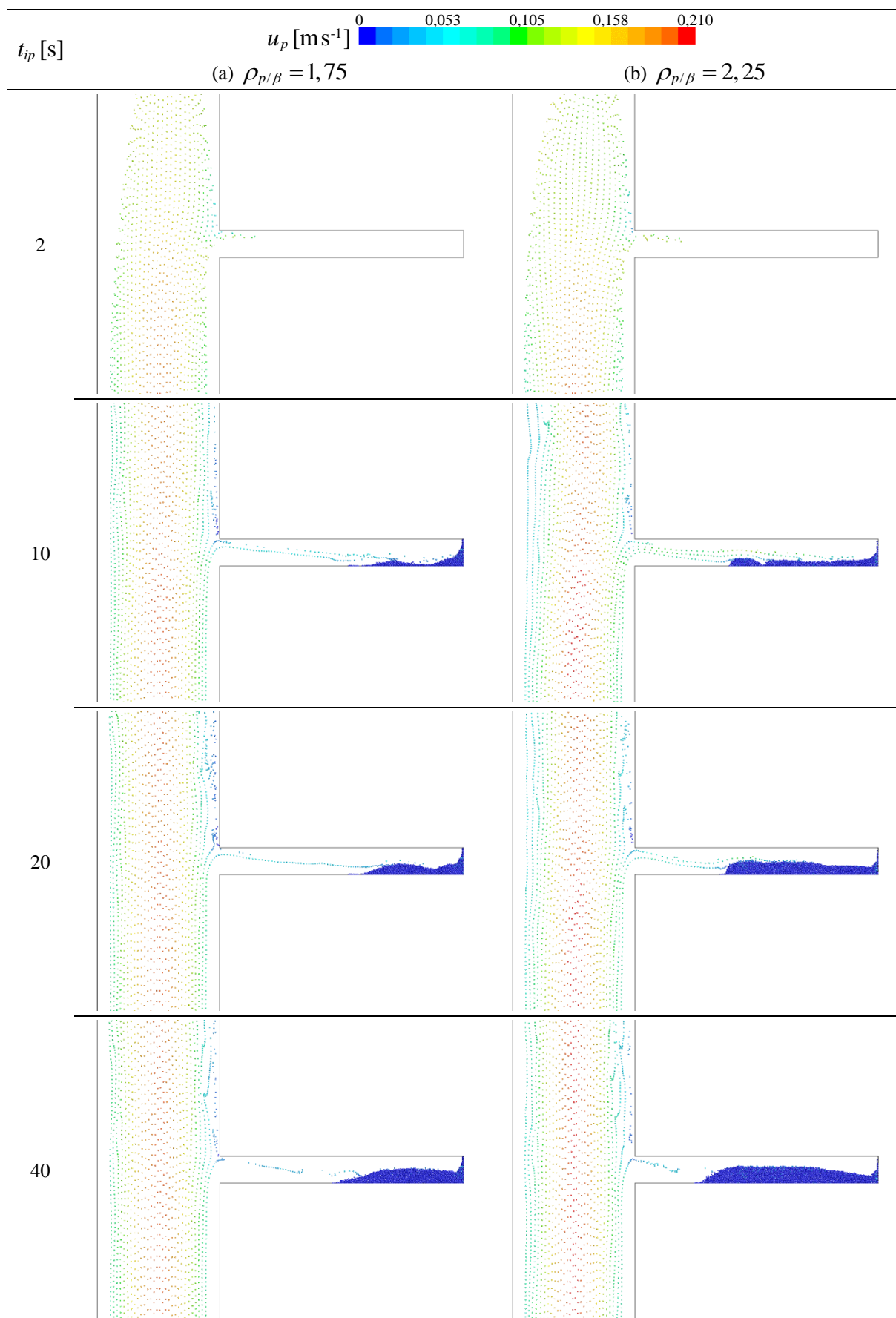


Figura 6.13. Comparação do processo de preenchimento para a trajetória das partículas (vista4): (a)  $\rho_{p/\beta} = 1,75$ ; (b)  $\rho_{p/\beta} = 2,25$ .

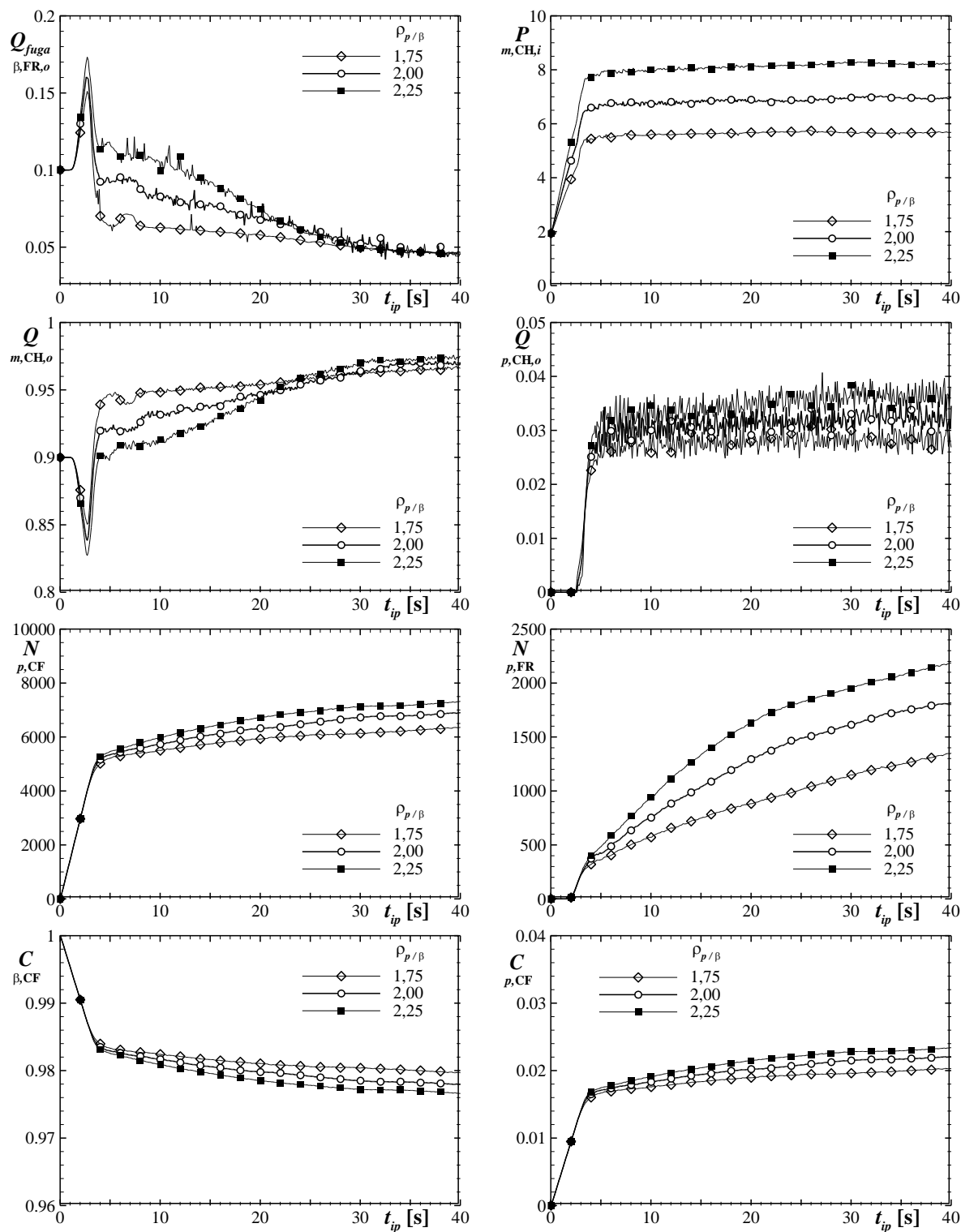


Figura 6.14. Parâmetros de monitoramento para a variação da razão de massa específica partícula-fluido.

#### 6.5.4. Diâmetro da partícula

A Tabela 6.12 resume os valores dos parâmetros principais e propriedades da injeção, assim como os parâmetros secundários, necessários para a variação do diâmetro da partícula ( $d_p$ ). Observa-se que apenas o valor do passo de tempo de injeção ( $\Delta t_{IP}$ ) é mantido constante para a variação do diâmetro da partícula ( $d_p$ ). A variação dos demais parâmetros em função da mudança de  $d_p$  é devido ao forte efeito sobre o escoamento, sendo necessária uma configuração diferente dos parâmetros principais, para representar de forma coerente o processo de injeção.

**Tabela 6.12. Parâmetros e propriedades para a variação do diâmetro da partícula.**

$n_{IP}$	$\Delta t_{IP}$ [s]	$\rho_{p/\beta}$	$d_p$ [mm]	$\dot{m}_{p,IP}$ [kg s <sup>-1</sup> ]	$N_{p,IP}$ [s <sup>-1</sup> ]	$K_n$ [N m <sup>-1</sup> ]
30	$2,0 \times 10^{-2}$	2	0,5	$2,332 \times 10^{-4}$	1500	2,00
20		1,5	0,75	$3,935 \times 10^{-4}$	1000	5,05

A Figura 6.15 apresenta a comparação para duas configurações de diâmetro de partícula,  $d_p = 0,50; 0,75$  [mm]. Para  $t_{ip} = 2,0$ s é possível observar, para os dois casos, o início da entrada de partículas na região da fratura. Para o caso com  $d_p = 0,75$  mm fica evidente a diferença, em relação ao caso com  $d_p = 0,50$  mm, tanto da magnitude da dimensão  $d_p$ , quanto na concentração de partículas na direção longitudinal do canal, devido ao menor número de pontos de injeção ( $n_{IP} = 20$ ).

Na Figura 6.16 (parâmetros de monitoramento para  $d_p$ ), observa-se que a vazão de fuga  $Q_{fuga}$  possui, praticamente, o mesmo valor no final do processo de injeção ( $t_{ip} \sim 40$ s). Verifica-se que o processo de injeção com  $d_p = 0,75$  mm atinge o valor de  $Q_{fuga}$  em  $t_{ip} \sim 30$ s, antes do caso com  $d_p = 0,50$  mm, mesmo utilizando uma razão de massa específica  $\rho_{p/\beta} = 1,50$  menor, assim como menos números de ponto de injeção ( $n_{IP} = 20$ ).

Ainda na Figura 6.16, observa-se o contraste com as outras configurações de injeção, em relação ao aumento de concentração no canal fraturado ( $C_{p,CF}$ ), que apresentou uma redução na pressão de entrada do canal  $P_{m,CH,i}$ , para manter o escoamento particulado.

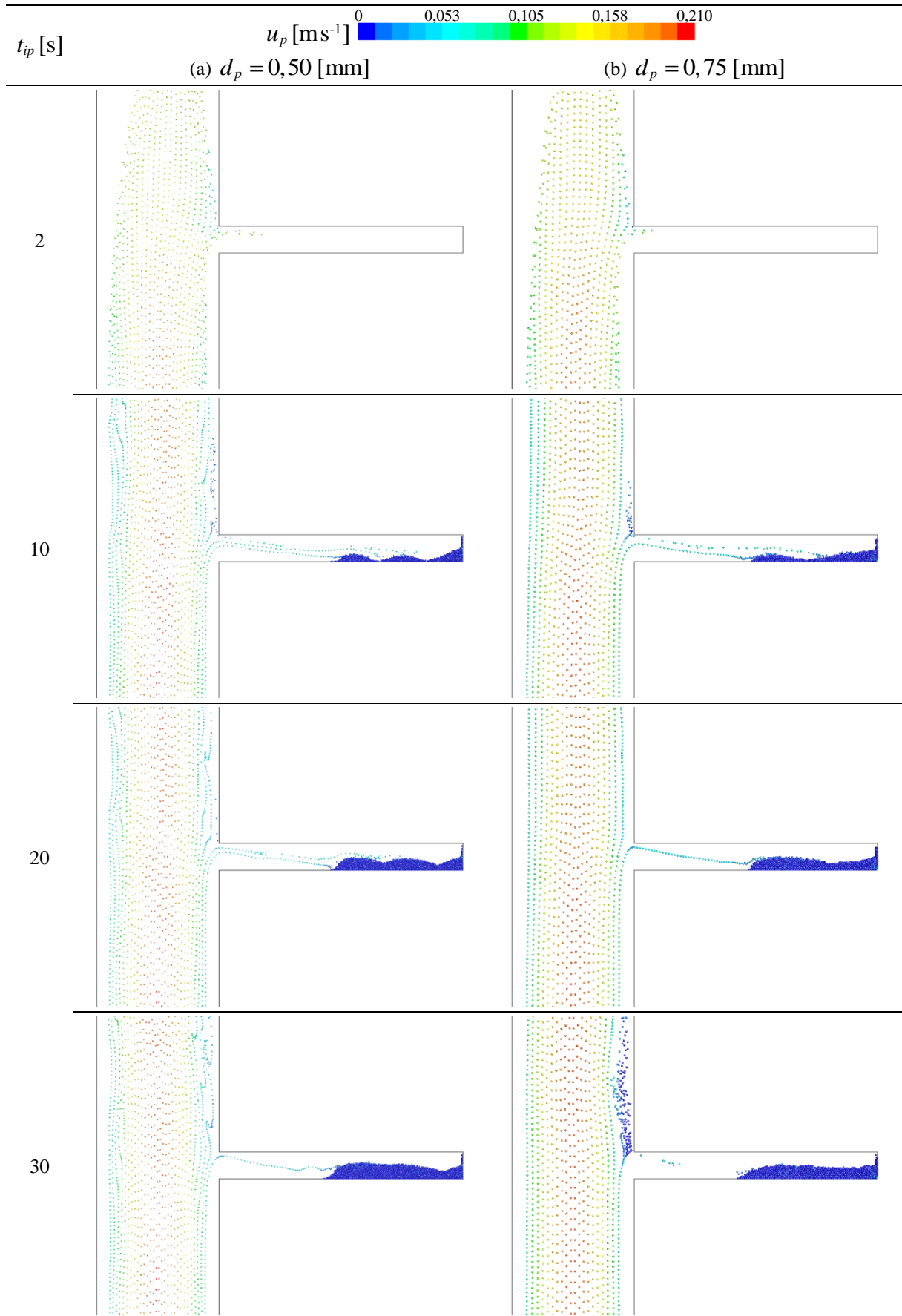


Figura 6.15. Comparação do processo de preenchimento para a trajetória das partículas (vista4): (a)  $d_p = 0,50$  [mm]; (b)  $d_p = 0,75$  [mm].

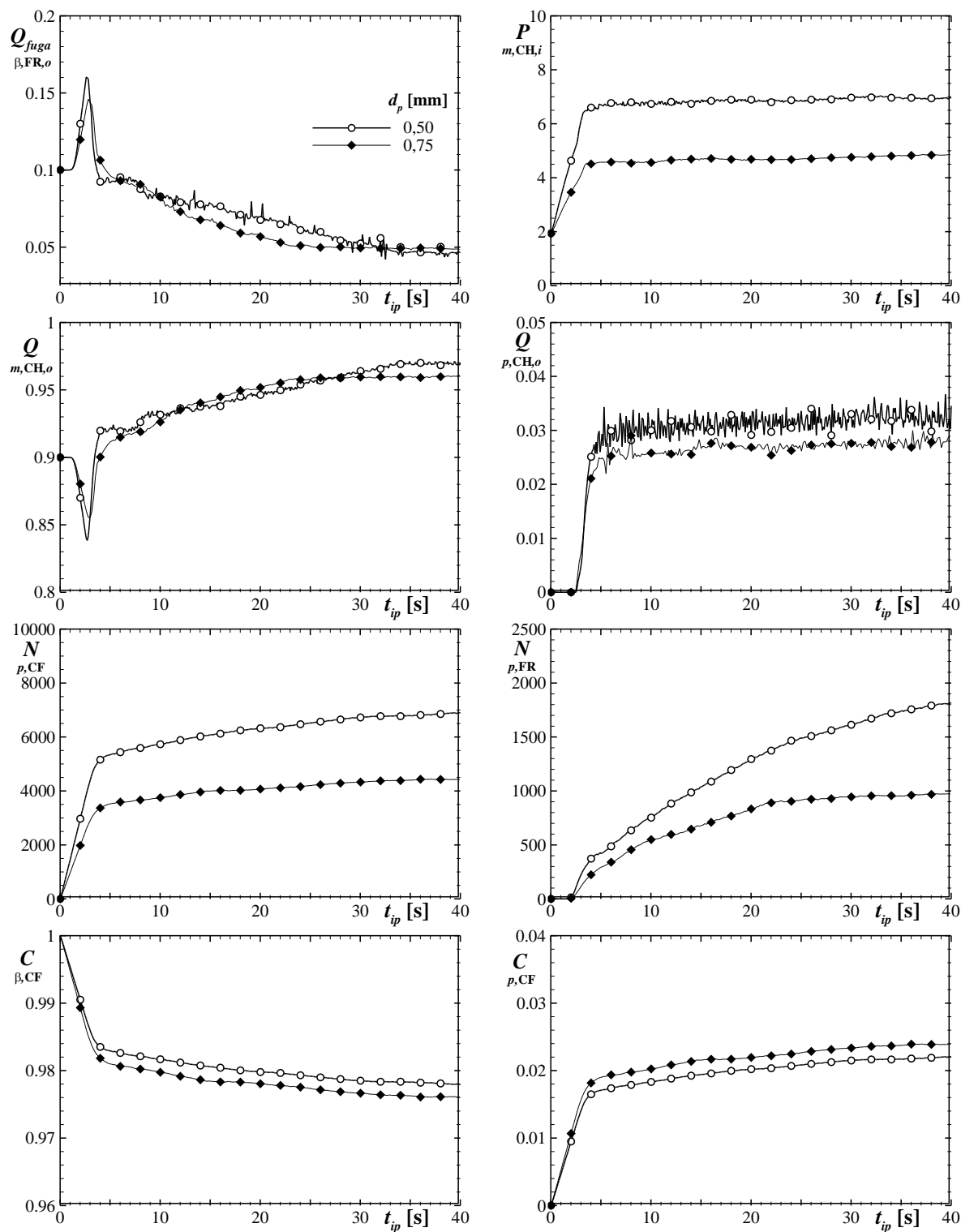


Figura 6.16. Parâmetros de monitoramento para a variação do diâmetro da partícula.



## 6.6. Síntese do efeito dos parâmetros sobre a concentração

Nesta seção é apresentada a síntese do efeito da variação dos parâmetros principais de injeção em relação a concentração de partículas no canal fraturado.

A Tabela 6.13 apresenta os casos simulados para a caracterização do preenchimento das fraturas, apresentando os valores dos parâmetros principais do processo de injeção de partículas. A variação destes parâmetros influencia a concentração de partículas injetadas no canal, conforme exposto na Seção 6.5.

**Tabela 6.13. Parâmetros principais de injeção para os casos simulados.**

Caso	$n_{IP}$	$\Delta t_{IP}$ [s]	$\rho_{p/\beta}$	$d_p$ [mm]	$\dot{m}_{p,IP}$ [kg s <sup>-1</sup> ]	$N_{p,IP}$ [s <sup>-1</sup> ]
0	30	$2,0 \times 10^{-2}$	2,00	0,50	$2,332 \times 10^{-4}$	1500
1	<b>40</b>	$2,0 \times 10^{-2}$	2,00	0,50	$3,109 \times 10^{-4}$	2000
2	30	<b><math>1,5 \times 10^{-2}</math></b>	2,00	0,50	$3,109 \times 10^{-4}$	2000
3	30	$2,0 \times 10^{-2}$	<b>2,25</b>	0,50	$2,623 \times 10^{-4}$	1500
4	20	$2,0 \times 10^{-2}$	1,50	<b>0,75</b>	$3,935 \times 10^{-4}$	1000

O caso 0 é considerado como a configuração padrão de injeção, analisada na Seção 6.4. Em função deste caso padrão os parâmetros de injeção são variados de forma a aumentar a concentração de partículas injetadas. O aumento da concentração de partículas, para o atual trabalho, é feito através do aumento do número de pontos de injeção ( $n_{IP}$ ), redução do passo de tempo de injeção ( $\Delta t_{IP}$ ), aumento da razão de massa específica da partícula em relação ao fluido ( $\rho_{p/\beta}$ ) e aumento do diâmetro da partícula ( $d_p$ ). Estas variações são destacadas na Tabela 6.13.

A Figura 6.17 apresenta a concentração de partículas injetadas no canal fraturado,  $C_{p,CF}$ , como parâmetro de monitoramento ao longo do processo de preenchimento para cada caso apresentado na Tabela 6.13. Observa-se que no início as partículas são injetadas de forma constante no interior do canal, apresentando um aumento linear da concentração de partículas. No instante em que as primeiras partículas, que não entraram na fratura, começam a sair pela parte superior do canal existe uma variação na taxa de aumento da concentração de partículas. Quando o número de partículas no canal se torna constante ao longo do tempo, deve-se verificar a vazão de fuga na saída da fratura para que o processo de injeção termine.

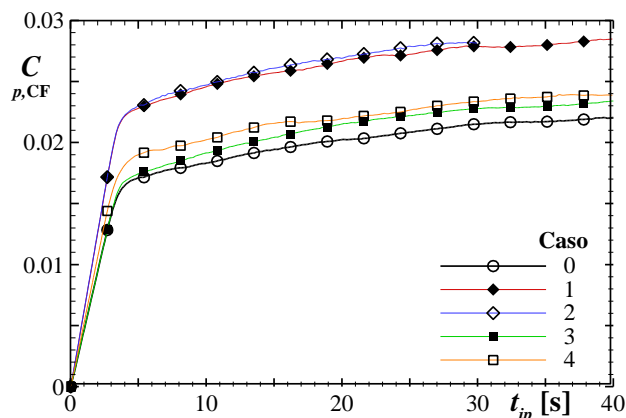


Figura 6.17. Comparação da concentração de partículas no canal fraturado ao longo do processo de preenchimento.

A vazão mássica de fluido que deixa a fratura é adimensionalizada em relação à vazão mássica de fluido que entra no canal. Note que na Figura 6.18, nos primeiros instantes de tempo, a vazão pela fratura permanece constante, sendo que a variação na vazão através da fratura é alterada quando as primeiras partículas entram na região da fratura. O efeito inicial é um aumento da vazão de fuga, devido ao aumento do peso da mistura no canal. Conforme o preenchimento da fratura aumenta é verificada uma redução, inicialmente acentuada, que a partir de uma determinada resistência do leito fixo formado possui uma redução de forma assintótica.

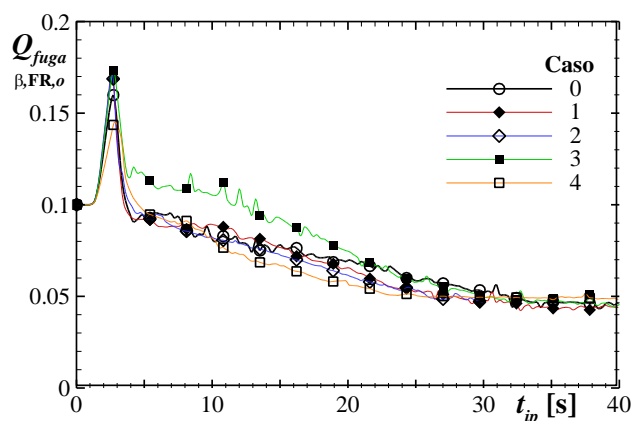
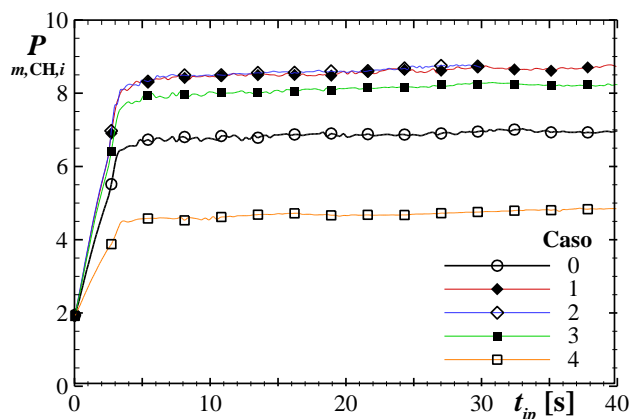


Figura 6.18. Comparação da vazão de fuga na saída da fratura ao longo do processo de preenchimento.

Na Figura 6.19, observa-se que a pressão na entrada do canal, para manter o escoamento imposto inicialmente é maior, quanto maior a concentração de partículas no canal, exceto para o caso 4 ( $d_p$ ), que apresenta um efeito competitivo em relação

ao número de partículas injetadas por segundo, fornecendo uma pressão menor que o caso 0.



**Figura 6.19. Comparação da pressão na entrada do canal ao longo do processo de preenchimento.**

A Figura 6.20 apresenta a comparação qualitativa da trajetória das partículas no canal e formato de preenchimento na fratura, assim como quantitativa do perfil de velocidade das partículas para cada caso apresentado da Tabela 6.13.

Observa-se (Figura 6.20) que quanto maior o número de pontos de injeção (Caso 1,  $n_{IP}$ ), maior é a concentração de sólidos na direção longitudinal do canal. Esse aumento na concentração proporciona um preenchimento mais rápido da fratura. Por outro lado, para manter o escoamento com uma alta concentração de sólidos, o sistema deve fornecer ao escoamento um gradiente de pressão maior. A utilização de passos de tempo menores de injeção (Caso 2,  $\Delta t_{IP}$ ) fornece ao sistema uma concentração na direção axial do canal elevada. Esta diferença de concentração influencia no tempo e formato do preenchimento da fratura. Para partículas com maior massa específica (Caso 3,  $\rho_{p/\beta}$ ), verifica-se um preenchimento mais próximo da região do canal, i.e., as partículas tendem a se depositarem antes do final da fratura devido à ação da força da gravidade. Observa-se, pelos parâmetros de monitoramento, uma tendência de retardo na vedação quanto maior o valor de  $\rho_{p/\beta}$ . A variação no diâmetro da partícula (Caso 4,  $d_p$ ) é o parâmetro com maior variação do padrão de escoamento observado. Para configurações com partículas menores, os efeitos das forças de interação do fluido são predominantes no escoamento da mistura (partículas e fluido).

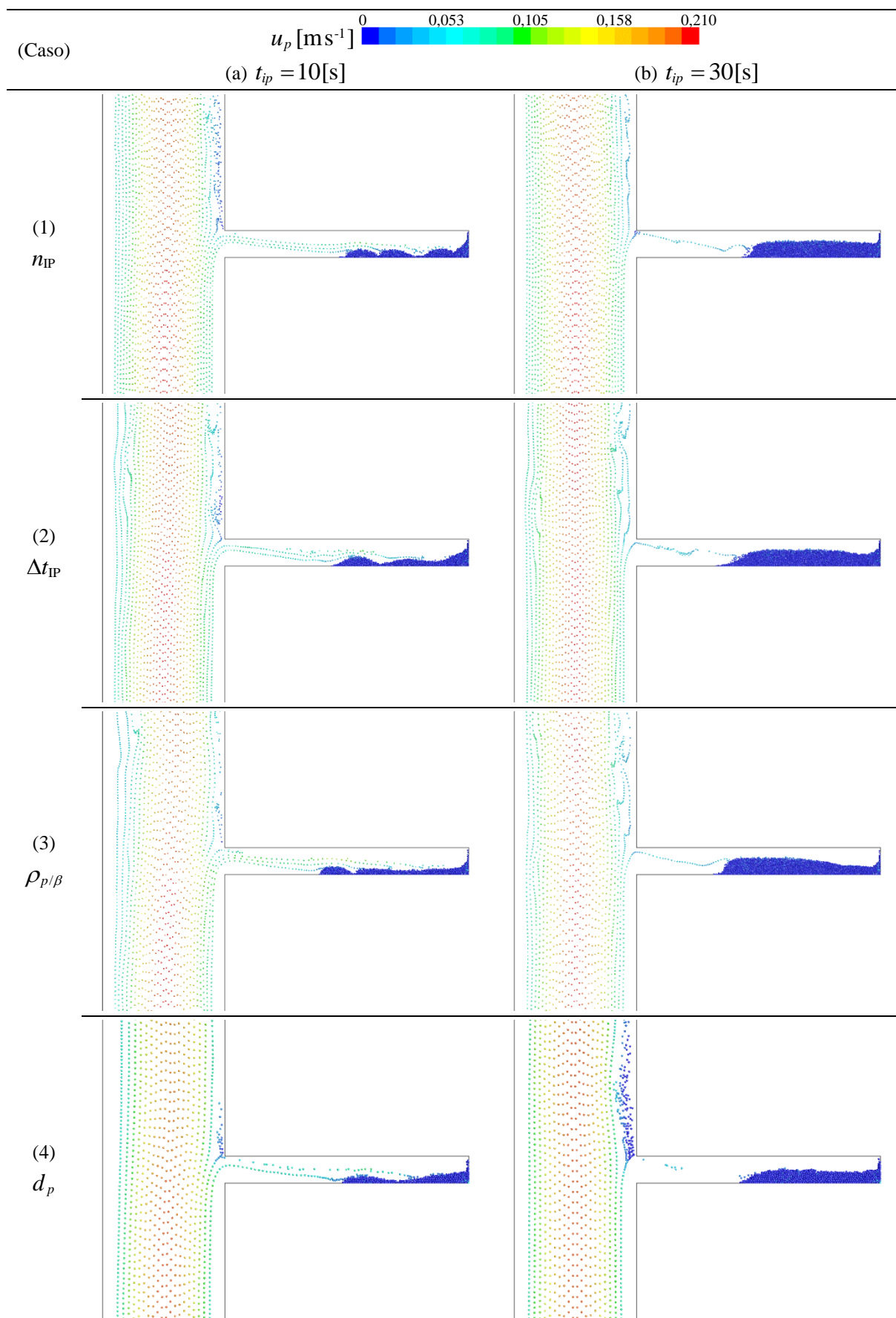


Figura 6.20. Comparação do processo de preenchimento para os parâmetros principais de injeção (vista4): (a)  $t_{ip} = 10\text{s}$ ; (b)  $t_{ip} = 30\text{s}$ .

O padrão de escoamento das partículas (Figura 6.20) a partir de um determinado instante do processo de preenchimento (e.g.,  $t_{ip} \sim 30\text{s}$ ) passa a apresentar um formato similar no canal, caracterizando o regime de escoamento homogêneo da mistura, para cada caso. Observa-se ainda, que na região da fratura, embora a entrada de partículas seja pequena, ainda é verificada uma fuga de fluido. Esta fuga deve-se ao alto gradiente de pressão imposto na saída da fratura, que para a atual e específica configuração de injeção de partículas não é suficiente para anular totalmente a fuga de fluido.

## 7. CONCLUSÕES

Neste trabalho foi investigado o problema de preenchimento de fraturas com material particulado, com o objetivo de anular ou minimizar a fuga de fluido (fenômeno de invasão) através do canal fraturado.

Para solução numérica do escoamento líquido-sólido foi utilizada a combinação dos modelos DDPM-DEM disponíveis no programa ANSYS FLUENT. A modelagem numérica, para a correta utilização destes modelos, demandou uma significativa complexidade no desenvolvimento deste trabalho, envolvendo um estudo detalhado em relação à determinação das constantes de cada modelo. Por se tratar de uma modelagem recente na literatura (modelo DDPM-DEM no programa FLUENT), foram apresentados diferentes problemas da literatura (velocidade terminal, sedimentação, leito fluidizado e escoamento horizontal estratificado), com o objetivo de verificar as diferentes características do modelo numérico.

Uma classificação dos grupos de parâmetros (geométricos, regime do escoamento e injeção de partículas) relacionados ao problema foi apresentada.

A metodologia aplicada para as condições de contorno, de caracterização do fenômeno de invasão, que é utilizada como condição inicial do problema de vedação é uma contribuição importante tanto para o atual estudo, quanto para trabalhos futuros relacionados ao fenômeno de invasão. A condição de pressão, imposta na região da saída da fratura, é uma forma indireta de representar a influência da pressão de poros de um reservatório.

A caracterização do processo de preenchimento das fraturas foi obtida através da variação dos parâmetros principais de injeção: número de pontos de injeção ( $n_{IP}$ ), passo de tempo de injeção ( $\Delta t_{IP}$ ), razão de massa específica da partícula em relação ao fluido ( $\rho_{p/\beta}$ ) e diâmetro da partícula ( $d_p$ ). Ressalta-se que as análises feitas para os diferentes aspectos teóricos, que envolvem a classificação e condições de operações, são feitas em primeiro momento para uma configuração padrão de injeção. Para esta configuração padrão são realizados diferentes testes preliminares para a determinação dos parâmetros secundários do problema.

A determinação e análise dos parâmetros secundários são essenciais para a posterior análise do efeito da variação dos parâmetros principais de injeção,

fornecendo uma representação coerente para as diferentes características geométricas, dinâmicas e numéricas inerentes ao problema proposto.

A observação para a faixa de valores abordados indica que o efeito da concentração de partícula ( $C_{p,CF}$ ) sobre o processo de injeção é caracterizado, inicialmente, pelo aumento da vazão de fuga pela fratura no início do processo de injeção de partículas. A medida em que o escoamento particulado no canal se apresenta homogêneo, i.e., as partículas começam a sair pela parte superior do canal, observa-se uma redução no valor de fuga de fluido pela saída da fratura. A magnitude do valor da concentração mostra que para configurações com maior concentração de sólido no canal apresenta um processo de vedação mais eficiente, tanto em relação ao tempo de operação quanto de efetividade na vedação da fratura. Por outro lado, este aumento da concentração gera um aumento significativo no gradiente de pressão para manter a intensidade do escoamento da mistura, sendo necessária uma maior pressão ( $P_{m,CH,i}$ ) no fundo do poço (ou entrada do canal).

O fim do processo de injeção é determinado pela estabilização do valor da vazão de fluido através da saída da fratura ( $Q_{fuga}$ ). Quando o valor da vazão de fuga é nulo, o processo atinge o objetivo de vedação total e o escoamento no canal é reestabelecido. Por outro lado, a estabilização do valor de vazão, que sai pela fratura, pode ser diferente de zero, o que pode ser considerada como uma falha, ou ineficiência, no processo de vedação, em relação aos parâmetros de injeção utilizados. Este fato ocorre em casos em que o gradiente de pressão estabelecido na saída da fratura é maior do que a perda de carga gerada pelo empacotamento do leito fixo das partículas na fratura.

### **7.1. Sugestões para trabalhos futuros**

Tendo em vista que o presente trabalho é considerado como o primeiro estudo do grupo do Laboratório de Ciências Térmicas (LACIT) da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR), referente a linha de pesquisa para escoamentos particulados, ressalta-se a oportunidade de trabalhos futuros relacionados ao atual problema.

Como primeira oportunidade, destaca-se a construção de um aparato experimental para a validação dos resultados numéricos obtidos, assim como a

verificação e análise de problemas mais simples e fundamentais inerentes a escoamentos com partículas, a exemplo da investigação da velocidade terminal de uma partícula.

Com relação a continuidade da frente numérica do atual problema, pode-se considerar diferentes investigações em relação aos três grupos de parâmetros, expostos neste trabalho: i) parâmetros geométricos do canal; ii) parâmetros do regime de escoamento do fluido; iii) parâmetros de injeção das partículas.

Considerando os parâmetros geométricos do canal, destaca-se a variação da geometria da fratura, investigando os efeitos da formação de leito fixo antes do final da fratura. Outro aspecto geométrico, simplificado no atual trabalho, que pode ser abordado é a consideração das paredes do poço como porosas, representando o efeito do escoamento através do reservatório. Por fim, uma representação tridimensional por completo do problema pode verificar possíveis efeitos ausentes na investigação bidimensional do atual estudo.

Para os parâmetros do regime de escoamento do fluido, ressalta-se a importância em relação a interação com a fase discreta das partículas, podendo ser investigado diferentes condições de vazões de fuga pela fratura e número de Reynolds do canal, analisando o efeito inercial das partículas em relação ao acoplamento entre as fases. Outra variação a ser investigada, que altera os efeitos inerciais deste acoplamento, é a mudança das propriedades do fluido, como a massa específica e viscosidade dinâmica.

Os parâmetros para o processo de injeção das partículas, de forma geral, alteram a concentração de partículas no canal fraturado. No atual estudo foram abordados quatro parâmetros de injeção. Como sugestão de investigação, destaca-se a variação para outras faixas de valores, que em conjunto com diferentes parâmetros do regime de escoamento do fluido, podem fornecer diferentes condições para o processo de preenchimento da fratura.

Outra oportunidade a ser investigada é em relação ao tipo, forma ou número de injeções de partículas que podem ser realizadas no interior do canal fraturado:

- Posição randômica sobre uma superfície;
- Pulsada ou com intervalos programados de injeção;
- Alteração de vazão mássica (número de partículas) ao longo do tempo;
- Combinação de injeções com diferentes materiais particulados (diferentes diâmetros e massas específicas);



Com relação ao estudo combinado com outras linhas de pesquisa, existentes no grupo do LACIT, está a utilização de fluidos não newtonianos, investigando os efeitos sobre o processo de preenchimento das fraturas, assim como outros fenômenos, como a percolação e formação de torta (aglomeração de partículas) do escoamento com a presença de um reservatório poroso. Não distante destes estudos, pode-se destacar o problema com partículas expansíveis (variação do diâmetro ao longo do tempo), cuja modelagem e representação numéricas são recentes na literatura.

As sugestões desta seção tem como objetivo geral, para a engenharia de reservatórios de petróleo, prover os parâmetros e propriedades dos agentes tamponadores (e.g., partículas) necessários para o processo de vedação das fraturas (quando identificado um fenômeno de invasão), reduzindo o tempo e os custos do processo de perfuração.

## REFERÊNCIAS

- ANDERSON, W.; BONHUS, D.L.. **An Implicit Upwind Algorithm for Computing Turbulent Flows on Unstructured Grids**. Computers Fluids, v. 23, n. 1, p. 1–21, 1994.
- ANDREATTA, L.V.R.; DE LAI, F.C.; FRANCO, A.T.; JUNQUEIRA, S.L.M.. **Escoamento em Canal Parcialmente Poroso e Fraturado**. In: Rio Oil and Gas Expo and Conference, Rio de Janeiro, RJ, 2012.
- APTE, S.V.; MAHESH, K.; LUNDGREN, L.. **Accounting for finite-size effects in simulations of dispersed particle-laden flows**. International Journal of Multiphase Flow, v. 34, n. 3, p. 260–271, 2008.
- AZHAR, M.; STOPFORD, P.. **Multiphase Flows: Coupled CFD/DEM**. Disponível em <[http://qaansys.ansys.com/.../MA\\_R14-Multiphase\\_Update2](http://qaansys.ansys.com/.../MA_R14-Multiphase_Update2)>. ANSYS, Inc., 2012.
- CHIESA, M.; MATHIESEN, V.; MELHEIM, J.A.; HALVORSEN, B.. **Numerical simulation of particulate flow by the Eulerian–Lagrangian and the Eulerian–Eulerian approach with application to a fluidized bed**. Computers and Chemical Engineering, v. 29, p. 291–304, 2005.
- CHO, S.H.; CHOI, H.G.; YOO, J.Y.. **Direct numerical simulation of fluid flow laden with many particles**. International Journal of Multiphase Flow, v. 31, p. 435–451, 2005.
- CHORIN, A.J.. **Numerical solution of navier-stokes equations**. Mathematics of Computation, v. 22, p. 745–762, 1968.
- CIVAN, F.. **A Multiphase Model for Evaluation of Filtration During Drilling and Fracturing of Wells**. In: SPE Annual Technical Conference and Exhibition, SPE77599, San Antonio, EUA, 2002.
- CORDAZZO, J.. **Simulação de reservatórios de petróleo utilizando o método EbFVM e multigrid algébrico**. Tese de Doutorado. Universidade Federal de Santa Catarina. Florianópolis, SC, Brasil, 2006.
- COSTA, S.S.. **Modelagem para o Escoamento Transiente Horizontal e Quase Horizontal na Perfuração de Poços de Petróleo**. Tese de doutorado, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, RJ, 2006.
- CROWE, C.T.; SCHWARZKOPF, J.D.; SOMMERFELD, M.; TSUJI, Y.. **Multiphase Flows with Droplets and Particles**, 2ed. CRC Press, 2011.

- CROWE, C.T.; SOMMERFIELD, M.; TSUJI, Y.. **Multiphase Flows with Droplets and Particles**. CRC Press, 1998.
- CUNDALL, P.A.; STRACK, O.D.L.. **A Discrete Numerical Model for Granular Assemblies**. *Geotechnique*, v. 29, p. 47–65, 1979.
- DARTEVELLE, S.. **Numerical and granulometric approaches to geophysical granular flows**. Ph.D. thesis, Michigan Technological University, Department of Geological and Mining Engineering, Houghton, Michigan, 2003.
- EDEM. **EDEM Fluent Coupling Mode Guide: DEM Solutions**. 2009.
- DIAS, R.. **Análise de escoamento em canais parcialmente porosos e fraturados**. Trabalho de Conclusão de Curso, Engenharia Industrial Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2010.
- DIETRICH, P.; HELMIG, R.; SAUTER, M.; HÖTZL, H.; KÖNGETER, J.; TEUTSCH, G.. **Flow and transport in fractured porous media**. Springer, Berlin, 2005.
- ECONOMIDES, M.J.; NOLTE, K.G.. **Reservoir Stimulation**, 3ed. Wiley, New York, 2000.
- ERGUN, S.. **Fluid flow through packed columns**. *Chemical Engineering Process*, v. 48, p. 89–94, 1952.
- FLUENT. **ANSYS FLUENT v14.5 - Theory Guide**, ANSYS, Inc., 2012.
- FRIES, L.; ANTONYUK, S.; HEINRICH, S.; PALZER, S.. **DEM–CFD modeling of a fluidized bed spray granulator**. *Chemical Engineering Science*, v. 66, p. 2340–2355, 2011.
- GARG, R.; GALVIN, J.; LI, T.; PANNALA, S.. **Documentation of open-source MFIx-DEM software for gas-solids flows**, 2012.
- GIDASPOW, D.. **Multiphase Flow and Fluidization**. Academic Press, 1994.
- GIDASPOW, D.; BEZBURUAH, R.; DING, J.. **Hydrodynamics of Circulating Fluidized Beds, Kinetic Theory Approach**. In: *Fluidization VII, Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization*, p. 75–82, 1992.
- GLOWINSKI, R.; PAN, T.W.; HESLA, T.I.; JOSEPH, D.D.; PERIAUX, 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, p. 363–426, 2001.
- GROF, Z.; COOK, J.; LAWRENCE, C.J.; ŠTĚPÁNEK, F.S.. **The interaction between small clusters of cohesive particles and laminar flow: Coupled DEM/CFD approach**. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, v. 66, p. 24–32, 2009.

- HOOMANS, B.P.B.. **Granular dynamics of gas-solid two-phase flows**. PhD thesis, Twente University, Netherlands, 2000.
- ICEM CFD. **ANSYS ICEM CFD v14.5 - User Manual**, ANSYS, Inc., 2012.
- KAUFMANN, A.; MOREAU, M.; SIMONIN, O.; HELIE, J.. **Comparison between Lagrangian and meso-sopic Eulerian modelling approaches for inertial particles suspended in decaying isotropic turbulence**. Journal of Computational Physics, v. 277, n. 13, p. 6448–6472, 2008.
- KUNII, D.; LEVENSPIEL, O.. **Fluidization Engineering**. Butterworth Heinemann, 1989.
- LI, A.; AHMADI, G.. **Dispersion and Deposition of Spherical Particles from Point Sources in a Turbulent Channel Flow**. Aerosol Science and Technology, v. 16, p. 209–226, 1992.
- LOTH, E.. **Computational Fluid Dynamics of Bubbles, Drops and Particles**. Cambridge University Press (draft at [www.ae.uiuc.edu/~loth/CUP/Loth](http://www.ae.uiuc.edu/~loth/CUP/Loth)), 2010.
- MARTINS, A.A.A.. **Fenômenos de transporte em meios poroso**. Tese de doutorado, Universidade do Porto, 2006.
- MARTINS, A.L.. **Modelagem e simulação do escoamento axial anular de mistura solido-fluido não-newtoniano em dutos horizontais e inclinados**. Dissertação de mestrado, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP, 1990.
- MARTINS, A.L.. **Quantificação das forças resistivas no escoamento de soluções poliméricas em meios porosos e seu impacto na engenharia de poços de petróleo**. Tese de doutorado, COPPE, UFRJ, 2004.
- MASSARANI, G.. **Fluidodinâmica em Sistemas Particulados**. 2ed., E-papers, Rio de Janeiro, 2002.
- MEZHERICHER, M.; BROSH, T.; LEVY, A.. **Modeling of Particle Pneumatic Conveying Using DEM and DPM Methods**. Particulate Science and Technology, v. 29, p. 197–208, 2011.
- MORDANT, N.; PINTON, J.F.. **Velocity measurement of a settling sphere**. The European Physical Journal B, v. 18, p. 343–352, 2000.
- MORSI, S.A.; ALEXANDER, A.J.. **An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow Systems**. Journal of Fluid Mechanics, v. 55, n. 2, p. 193–208, 1972.
- OLIVEIRA Jr., J.A.A.; RIBEIRO, D.C.; FONTES, C.E.; MARTINS, A.L.; MAGALHÃES, J.V.M.. **Análise da deposição de areia em um rat-hole durante o gravel**

- packing de um poço horizontal.** In: III Encontro Nacional de Hidráulica de Poços, Campos do Jordão, São Paulo, 2009.
- OLIVEIRA Jr., J.A.A.; SOUZA, J.Z.; FONTES, C.E.; WALDMANN, A.T.A.; MARTINS, A.L.. **Modeling Drilling Fluid Losses in Fractured Reservoirs.** SPE Latin America and Caribbean Petroleum Engineering Conference 151021-MS, Mexico City, Mexico, 2012.
- OUNIS, H.; AHMADI, G.. **Motions of small particles in a turbulent simple shear flow field under microgravity condition.** Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, v. 3, n. 11, p. 2559–2570, 1991.
- PATANKAR, S.V.. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow.** Hemisphere/McGraw-Hill, New York, 1980.
- PATANKAR, S.V.; SPALDING, D.B.. **A calculation procedure for heat. Mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows.** International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 5, p. 1787–1806, 1972.
- PEKER, S.M.; HELVACI, Ş.. **Solid-Liquid Two Phase Flow.** Elsevier Science Ltd, 2008.
- POPOFF, B.; BRAUN, M.. **A Lagrangian Approach to Dense Particulate Flows.** In: International Conference on Multiphase Flow, Leipzig, Germany, 2007.
- REDDY, R.K.; JOSHI, J.B.. **CFD modeling of pressure drop and drag coefficient in fixed and expanded beds,** 2008.
- RHIE, C.M.; CHOW, W.L.. **Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation.** AIAA Journal, v. 21, n. 11, p. 1525–1532, 1983.
- SAFFMAN, P.G.. **The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow.** Journal of Fluid Mechanics, v. 22, p. 385–400, 1965.
- SAKAI, M.; KOSHIZUKA, S.. **Large-scale discrete element modeling in pneumatic conveying.** Chemical Engineering Science, v. 64, p. 533–539, 2009.
- SAUCIER, R.J.. **Considerations in Gravel-Pack Design.** Journal of Petroleum Technology, v. 26, n. 2, p. 205-212, 1974.
- SMITH, M.B.; SHLYAPOBERSKY, J.W.. **Basics of hydraulic fracturing.** In: Reservoir Stimulation (M. J. Economides and K. G. Nolte, eds), p. 5.1–5.28, Wiley, New York, 2000.
- SOUZA, J.Z.; OLIVEIRA Jr., J.A.A.; FONTES, C.E.. **Modelagem e Simulação de Escoamentos Líquido-Sólido em Aplicações para Poços e Reservatórios de**

- Petróleo.** Relatório de Acompanhamento de Projeto nº 4 (2009\_BRC\_FDII\_RT04 Rev.0), 2010.
- SOUZA, J.Z.; RIBEIRO, D.C.; FONTES, C.E.; MARTINS, A.L.; WALDMANN, A.T.; ROSANA LOMBA, R.T.. **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, 2009.
- SYAMLAL, M.; O'BRIEN, T.J.. **Computer Simulation of Bubbles in a Fluidized Bed.** AIChE Symposium Series, v. 85, p. 22–31, 1989.
- VASQUEZ, S.A.; IVANOV, V.A.. **A Phase Coupled Method for Solving Multiphase Problems on Unstructured Meshes.** In: Proceedings of the ASME 2000 Fluids engineering Division Summer Meeting, Boston, 2000.
- VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W.. **An introduction to computational fluid dynamics.** Harlow, UK: Longman Group Ltd., 1995.
- WACHS, A.. **A DEM-DLM/FD method for direct numerical simulation of particulate flows: Sedimentation of polygonal isometric particles in a Newtonian fluid with collisions.** Computers & Fluids, v. 38, p. 1608–1628, 2009.
- WEN, C.Y.; YU, Y.H.. **Mechanics of Fluidization.** Chemical Engineering Progress Symposium Series, v. 62, p. 100–111, 1966.
- ZHU, H.P.; ZHOU, Z.Y.; YANG, R.Y.; YU, A.B.. **Discrete Particle Simulation of Particulate Systems: Theoretical developments.** Chemical Engineering Science, v. 62, n. 13, p. 3378–3396, 2007.
- ZHU, H.P.; ZHOU, Z.Y.; YANG, R.Y.; YU, A.B.. **Discrete particle simulation of particulate systems: A review of major applications and findings.** Chemical Engineering Science, v. 63, n. 23, p. 5728–5770, 2008.

## APÊNDICE A. VISTAS DO CANAL FRATURADO

A Figura A.1 apresenta as diferentes vistas utilizadas para a visualização, em detalhes, de determinadas regiões do canal fraturado. Estas regiões são discutidas na Seção 3.1 (Figura 3.2).

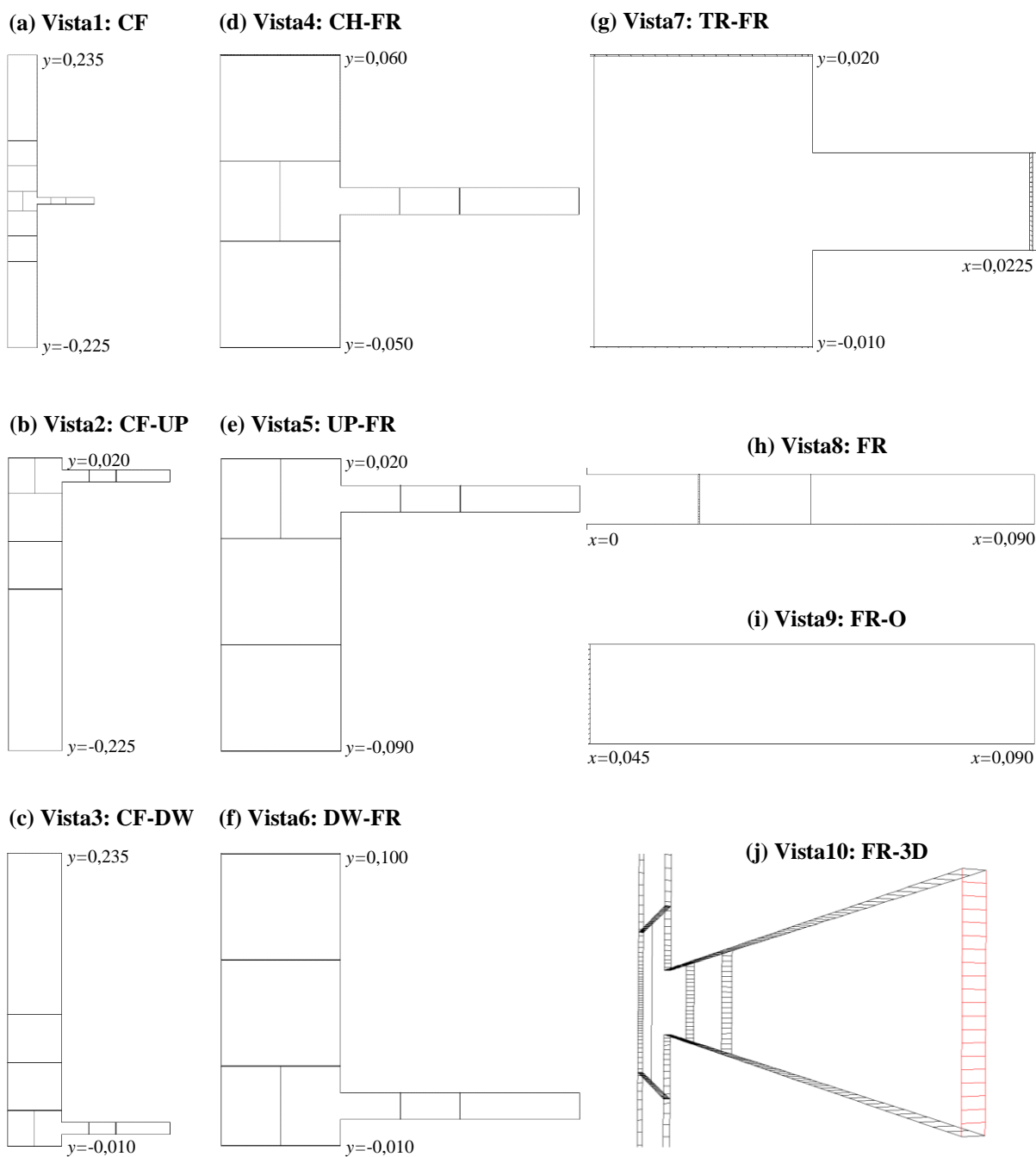


Figura A.1. Vistas dos detalhes de diferentes regiões do canal fraturado.

## APÊNDICE B. MODELOS PARA O COEFICIENTE DE ARRASTO

Neste apêndice são apresentados os diferentes modelos de arrasto para o cálculo do coeficiente de arrasto  $C_D$ , utilizado na força de interação fluido-partícula de arrasto. Os modelos disponíveis no programa ANSYS FLUENT (FLUENT, 2012) para a abordagem lagrangeana utilizada são: i) Morsi-Alexander; ii) Syamlal-O'Brien; iii) Wen-Yu; iv) Gidaspow.

- **Morsi-Alexander**

O trabalho de Morsi e Alexander (1972) fornece o modelo para o cálculo do coeficiente de arrasto  $C_D$ , em função apenas do número de Reynolds da partícula  $Re_p$ , expresso por:

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re_p} + \frac{a_3}{Re_p^2} \quad (B.1)$$

$$Re_p = \frac{\rho_\beta |u_p - u_\beta| d_p}{\mu_\beta} \quad (B.2)$$

sendo  $a_1$ ,  $a_2$  e  $a_3$  as constantes aplicadas no cálculo do coeficiente de arrasto para diferentes faixas de número de Reynolds da partícula  $Re_p$ , expressas por:

$$a_1; a_2; a_3 = \begin{array}{l} 0 \quad ; 18 \quad ; 0 \\ 3,690 \quad ; 22,73 \quad ; 0,0903 \\ 1,222 \quad ; 29,1667 \quad ; -3,8889 \\ 0,6167; 46,50 \quad ; -116,67 \\ 0,3644; 98,33 \quad ; -2778 \\ 0,357 \quad ; 148,62 \quad ; -47500 \\ 0,46 \quad ; -490,546; 578700 \\ 0,5191; -1662,5 \quad ; 5416700 \end{array} \quad \begin{array}{l} 0 < Re_p < 0,1 \\ 0,1 < Re_p < 1 \\ 1 < Re_p < 10 \\ 10 < Re_p < 100 \\ 100 < Re_p < 1000 \\ 1000 < Re_p < 5000 \\ 5000 < Re_p < 10000 \\ Re_p \geq 10000 \end{array} \quad (B.3)$$

A Figura B.1 apresenta a curva do coeficiente de arrasto do modelo proposto por Morsi e Alexander.



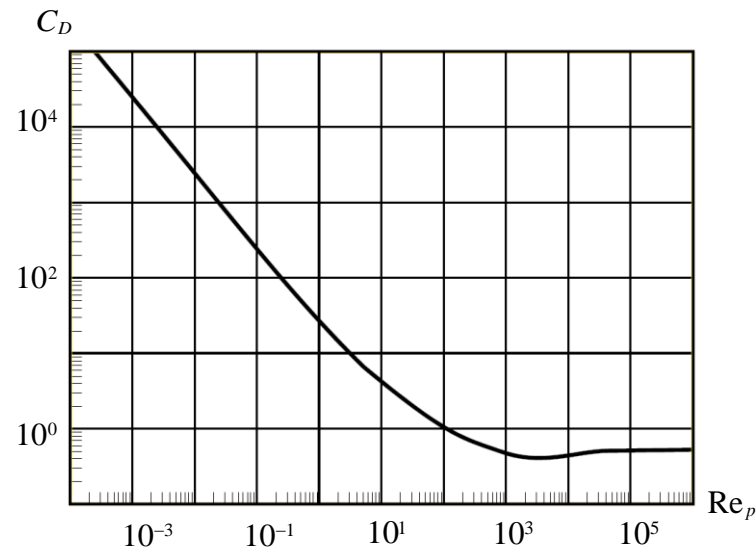


Figura B.1. Curva do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds da partícula para o modelo de Morsi e Alexander (1972).

O cálculo do coeficiente de arrasto  $C_D$  é utilizado para determinar o termo de acoplamento entre as fases fluido e partícula  $K_{p\beta}$ , expresso por:

$$K_{p\beta} = \frac{\varepsilon_p \rho_p f}{\tau_p} \quad (\text{B.4})$$

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_\beta} \quad (\text{B.5})$$

$$f = \frac{C_D \text{Re}_p}{24} \quad (\text{B.6})$$

- **Syamlal-O'Brien**

O trabalho de Syamlal e O'Brien (1989), expressa o coeficiente de arrasto  $C_D$  em função da velocidade terminal da partícula  $u_{p,t}$ , expresso por:

$$C_D = \left( 0,63 + \frac{4,8}{(\text{Re}_p / u_{p,t})^{1/2}} \right)^2 \quad (\text{B.7})$$

$$u_{p,t} = 0,5 \left( C_1 - 0,06 \text{Re}_p + \sqrt{(0,06 \text{Re}_p)^2 + 0,12 \text{Re}_p (2C_2 - C_1) + C_1^2} \right) \quad (\text{B.8})$$

$$C_1 = \varepsilon_\beta^{4,14} \quad ; \quad C_2 = \begin{cases} 0,8 \varepsilon_\beta^{1,28} & \rightarrow \varepsilon_\beta \leq 0,85 \\ \varepsilon_\beta^{2,65} & \rightarrow \varepsilon_\beta > 0,85 \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

O termo de acoplamento entre as fases fluido e partícula  $K_{p\beta}$ , é expresso por:

$$K_{p\beta} = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_p \varepsilon_\beta \rho_\beta}{u_{p,t}^2 d_p} C_D \left( \frac{\text{Re}_p}{u_{p,t}} \right) |u_p - u_\beta| \quad (\text{B.10})$$

- **Wen-Yu**

O modelo proposto por Wen e Yu (1966), expressa  $C_D$  como:

$$C_D = \frac{24}{\varepsilon_\beta \text{Re}_p} (1 + 0,15(\varepsilon_\beta \text{Re}_p)^{0,687}) \quad (\text{B.11})$$

O termo de acoplamento entre as fases fluido e partícula  $K_{p\beta}$ , é expresso por:

$$K_{p\beta} = \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_p \varepsilon_\beta \rho_\beta}{d_p} C_D |u_p - u_\beta| \varepsilon_\beta^{-2,65} \quad (\text{B.12})$$

Este modelo é apropriado para sistemas diluídos para misturas gás-sólido.

- **Gidaspow**

O modelo proposto por Gidaspow *et al.* (1992), combina os modelos de Wen e Yu (1966) e Ergun (1952), sendo o coeficiente de arrasto  $C_D$ , expresso por:

$$C_D = \frac{24}{\varepsilon_\beta \text{Re}_p} (1 + 0,15(\varepsilon_\beta \text{Re}_p)^{0,687}) \quad (\text{B.13})$$

O termo de acoplamento entre as fases fluido e partícula  $K_{p\beta}$ , é determinado em função da faixa de fração volumétrica calculada, expresso por:

$$K_{p\beta} = \begin{cases} \frac{3}{4} \frac{\varepsilon_p \varepsilon_\beta \rho_\beta}{d_p} C_D |u_p - u_\beta| \varepsilon_\beta^{-2,65} & \rightarrow \varepsilon_\beta > 0,8 \\ 150 \frac{\varepsilon_p (1 - \varepsilon_\beta) \mu_\beta}{\varepsilon_\beta d_p^2} + 1,75 \frac{\varepsilon_p \rho_\beta}{d_p} |u_p - u_\beta| & \rightarrow \varepsilon_\beta \leq 0,8 \end{cases} \quad (\text{B.14})$$

Este modelo é apropriado para sistemas densos para misturas gás-sólido.

## APÊNDICE C. PARÂMETROS DA SOLUÇÃO NUMÉRICA DDPM-DEM

Neste apêndice são fornecidos, de maneira resumida, os demais parâmetros numéricos utilizados para a simulação do modelo DDPM-DEM. A denominação e nomenclatura destes parâmetros são apresentadas conforme encontradas no programa ANSYS FLUENT (FLUENT, 2012). A Tabela C.1 apresenta os parâmetros numéricos do processo iterativo, modo de rastreamento das partículas e modelo de interação com o fluido para o modelo DDPM. A Tabela C.2 mostra os parâmetros físicos considerados para o modelo DEM, assim como os parâmetros numéricos utilizados pelo método de cálculo que utiliza uma função de distribuição para os nós da malha computacional. A Tabela C.3 fornece as principais configurações e modelos utilizados para a solução acoplada do problema.

**Tabela C.1. Parâmetros da solução numérica do modelo DDPM.**

Interaction with continuous phase	on
Nº of continuous phase iteration per DPM iteration	50
Unsteady particle tracking	on
max. number of steps	500
Step Length factor	5

**Tabela C.2. Parâmetros do modelo físico e numérico.**

DEM collision model	DEM Adaptative collision mesh width	on	
	Edge Scale Factor	1.5	
	Maximum particle velocity	0.3	[m s <sup>-1</sup> ]
	Tracking scheme	implicit	
Node based averaging	Average DPM sources	on	
	Average DDPM variables	on	
	Kernel settings	Gaussian	
	Gaussian factor	1	

**Tabela C.3. Parâmetros de solução do processo iterativo do algoritmo do programa.**

Pressure-velocity coupling	Phase coupled SIMPLE	
Spatial Discretization	gradient	Least Squares Cell Based
	Momentum	First Order Upwind
	Volume fraction	First Order Upwind
Transient formulation	First Order Implicit	
Under-Relaxation Factors	Pressure	0.7
	Density	1
	Body forces	1
	Momentum	0.6
	Volume fraction	1
	Discrete Phase Sources	1

## APÊNDICE D.      TESTE DE MALHA PRELIMINAR: FENÔMENO DE INVASÃO

Neste apêndice é apresentado o teste de malha preliminar feito para o problema monofásico de fluido, representando o fenômeno de invasão. A geração da malha computacional é feita através da utilização do programa ICEM CFD (2012).

As Tabelas D.1, D.2 e D.3 apresentam os parâmetros para a geração da malha computacional utilizada nos testes de malhas para as direções das regiões:  $x,CH$  (Figura D.1),  $x,FR$  (Figura D.2) e  $y,FR$  (Figura D.3).

Os testes de malhas apresentados nas Figuras D.1, D.2 e D.3 são analisados através dos perfis de velocidades adimensionais  $U_{\beta}$ , em função das coordenadas adimensionais  $X_{CH}$  (canal) e  $Y_{FR}$  (fratura), expressos por:

$$U_{\beta} = \frac{u_{\beta}}{U_{\beta,CH,i}} \quad (D.1)$$

$$X_{CH} = \frac{x}{h_{CH}} \quad (D.2)$$

$$Y_{FR} = \frac{y}{e_{FR}} \quad (D.3)$$

Os perfis  $U_{\beta}$  são investigados em diferentes superfícies localizadas nas regiões do canal fraturado:

- $UP,ld$ : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida ( $ld$ ) na região a montante da fratura (UP);
- $DW,ld$ : superfície em uma posição com velocidade desenvolvida ( $ld$ ) na região a montante da fratura (DW);
- $CH,up$ : superfície superior da região UP do canal CH;
- $CH,dw$ : superfície inferior da região DW do canal CH;
- $FR,i$ : superfície na entrada da fratura;
- $FR,o$ : superfície na saída da fratura.

**Tabela D.1. Parâmetros da malha para o teste de malha na direção  $x$ , CH.**

malha	direção , região	VC	$\Delta(x, y)_1$ [mm]	$n_{r,1}$	$\Delta(x, y)_N$ [mm]	$n_{r,N}$	$\Delta_{\max}$ [mm]
	$x$ , FR	10	1	1,5	20,371	1	20,371
	$y$ , UP	50	24,121	1	1	1,2	24,121
	$y$ , DW	50	1	1,2	24,121	1	24,121
	$y$ , FR	10	1	1	1	1	1
1		10	1	2	1	2	7,750
2		20	1	2	1	2	2,438
3	$x$ , CH	30	1	2	1	2	1,536
4		40	1	2	1	2	1,132
5		40	0,5	2	0,5	2	1,167

sendo  $\Delta(x, y)_1$  o comprimento do primeiro volume de controle,  $n_{r,1}$  o fator de refino geométrico e  $\Delta_{\max}$  o maior comprimento de volume de controle.

**Tabela D.2. Parâmetros da malha para o teste de malha na direção  $x$ , FR.**

malha	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	1	2	1	2	1,132
	$y$ , UP	50	24,121	1	1	1,2	24,121
	$y$ , DW	50	1	1,2	24,121	1	24,121
	$y$ , FR	10	1	1	1	1	1
1		10	1	1,5	20,371	1	20,371
2		20	1	1,5	5,121	1	5,121
3	$x$ , FR	30	1	1,5	3,157	1	3,157
4		40	1	1,5	2,304	1	2,304
5		40	0,5	1,5	2,387	1	2,387

**Tabela D.3. Parâmetros da malha para o teste de malha na direção  $y$ , FR.**

malha	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	1	2	1	2	1,132
	$x$ , FR	40	1	1,5	2,30405	1	2,304
1	$y$ , UP	100	9,433	1	2	1,2	9,433
	$y$ , DW	100	2	1,2	9,433	1	9,433
	$y$ , FR	5	2	1	2	1	2
2	$y$ , UP	100	9,787	1	1	1,2	9,787
	$y$ , DW	100	1	1,2	9,787	1	9,787
	$y$ , FR	10	1	1	1	1	1
3	$y$ , UP	100	10,205	1	0,5	1,2	10,205
	$y$ , DW	100	0,5	1,2	10,205	1	10,205
	$y$ , FR	20	0,5	1	0,5	1	0,5
4	$y$ , UP	100	10,680	1	0,25	1,2	10,680
	$y$ , DW	100	0,25	1,2	10,680	1	10,680
	$y$ , FR	40	0,25	1	0,25	1	0,25

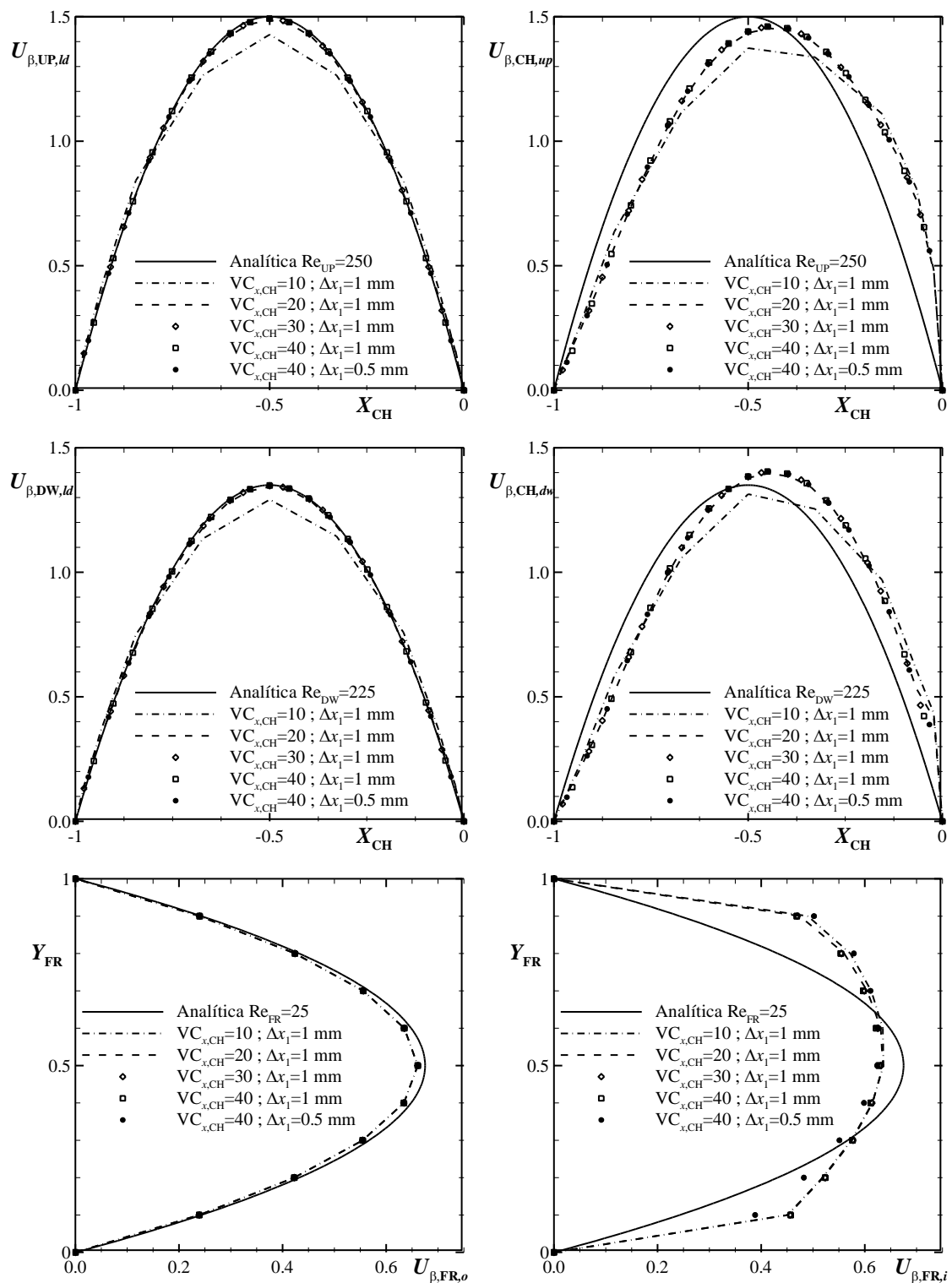


Figura D.1. Teste de malha na direção  $x$ , CH.

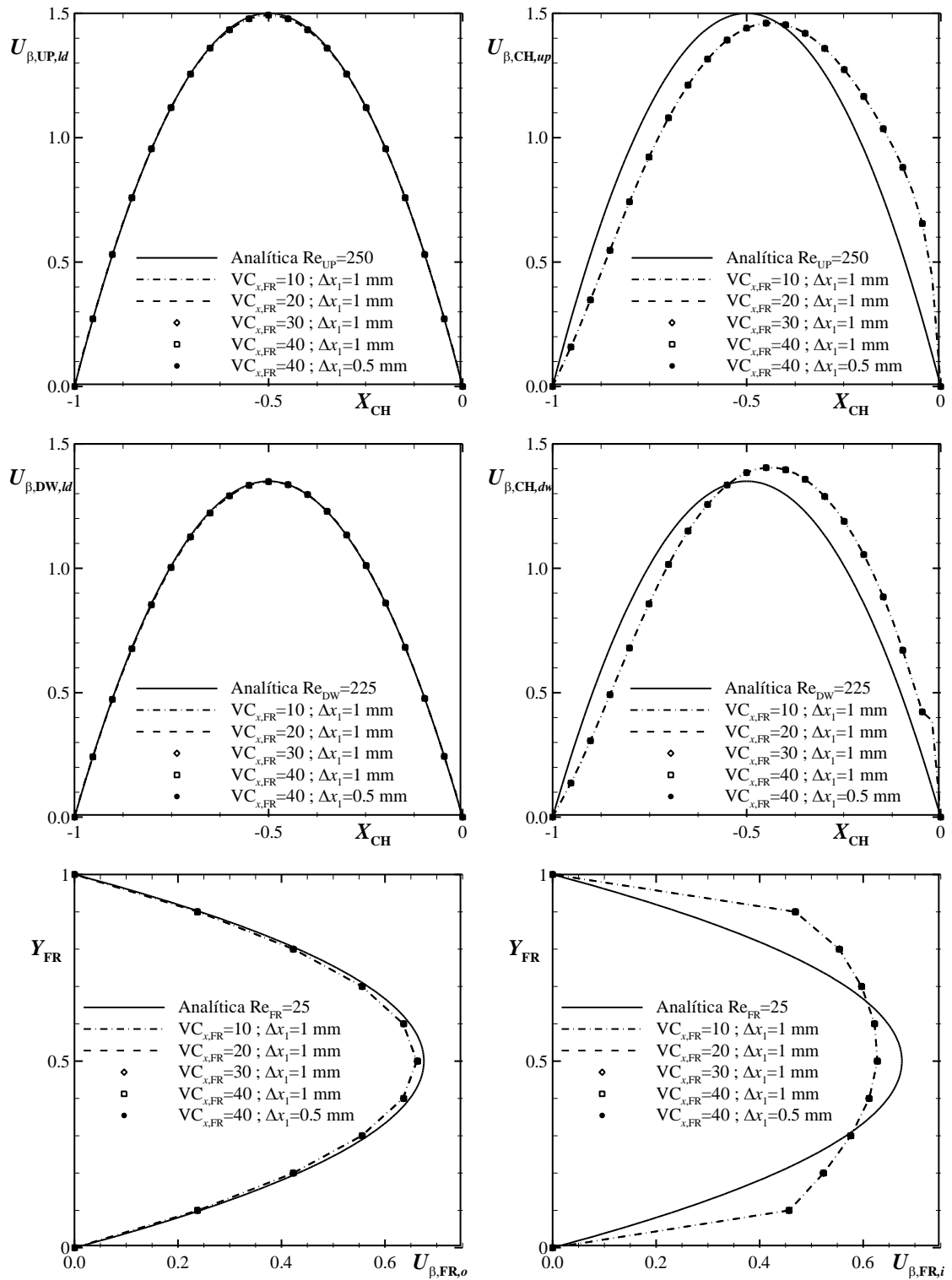


Figura D.2. Teste de malha na direção  $x$ , FR.

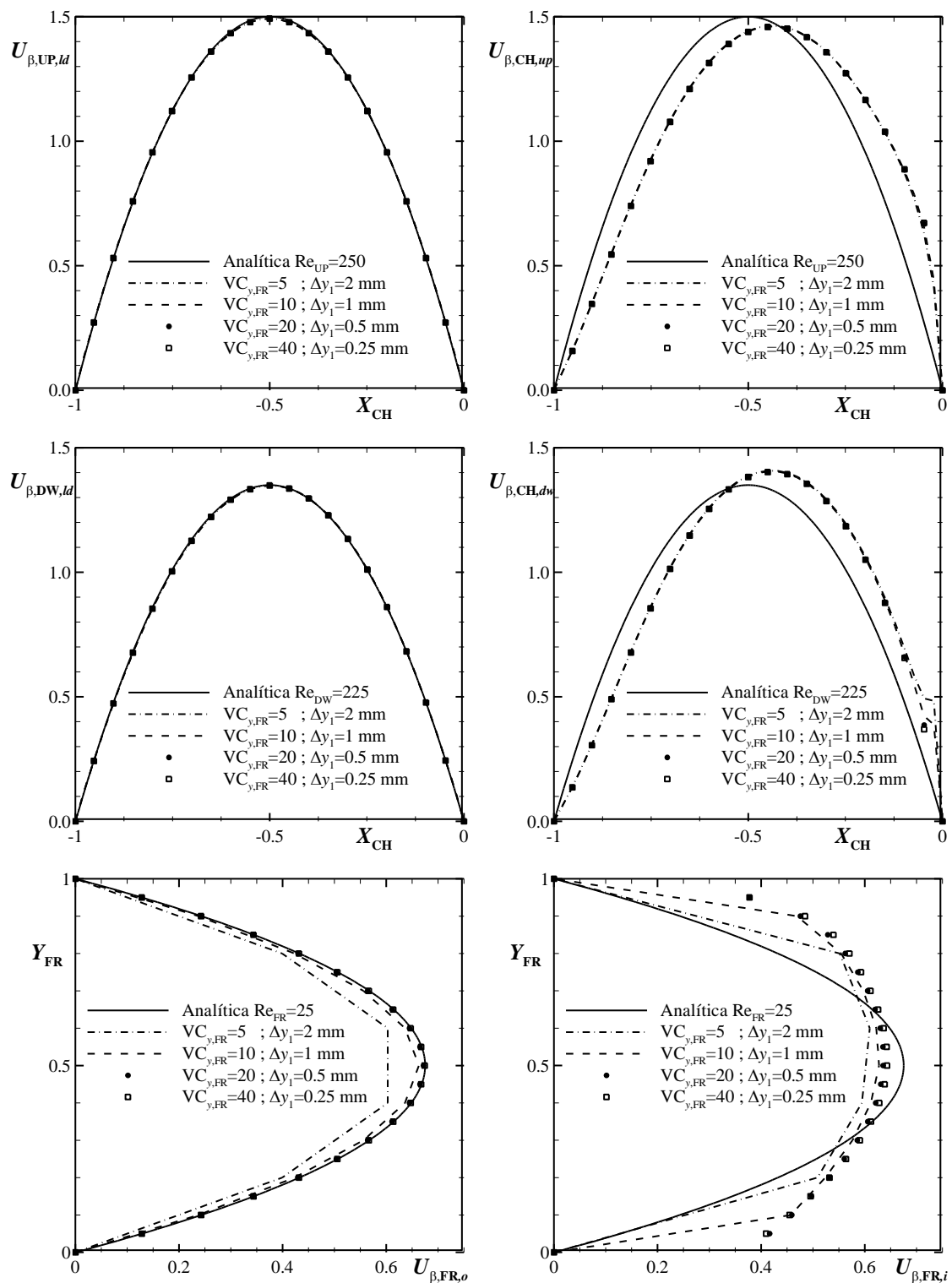


Figura D.3. Teste de malha na direção  $y$ ,  $CH$ .



## APÊNDICE E. TESTES PRELIMINARES

Nesta seção são apresentados os resultados dos testes preliminares para a determinação de alguns parâmetros (denominados neste trabalho como parâmetros secundários), que influenciam no preenchimento das fraturas e que, em primeira análise, não são considerados como parâmetros principais de caracterização para o processo de vedação das fraturas. A determinação destes parâmetros secundários é essencial para a análise do efeito da variação dos parâmetros principais de injeção.

A Tabela E.1 apresenta os parâmetros principais para o processo de injeção das partículas para o preenchimento das fraturas. Estes parâmetros são considerados constantes para todas as simulações dos parâmetros secundários.

**Tabela E.1. Valores dos parâmetros principais de injeção para os parâmetros secundários.**

Propriedade / Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Massa específica da partícula	$\rho_p$	2,375e+03	[kg m <sup>-3</sup> ]
Diâmetro da partícula	$d_p$	0,5	[mm]
Número de pontos de injeção	$n_{IP}$	30	[-]
Passo de tempo da injeção de partículas	$\Delta t_{IP}$	2,000E-02	[s]

A Tabela E.2 mostra as seções das análises realizadas, em relação ao efeito sobre o processo de preenchimento da fratura, para cada parâmetro secundário.

**Tabela E.2. Parâmetros secundários investigados no problema.**

Parâmetro	Símbolo	Seção
Malha computacional	VC	E.1
Dimensão do volume unitário	$l_z$	E.2
Comprimento de saída do canal	$l_{DW}$	E.3
Passo de tempo da fase discreta	$\Delta t_p$	E.4
Constante de rigidez das partículas	$K_n$	E.5
Coefficiente de restituição da partícula	$e_{p-i}$	E.6
Coefficiente de atrito tangencial	$\mu_a$	E.7
Posição da superfície de injeção	$l_{IP}$	E.8
Comprimento da superfície de injeção	$h_{IP}$	E.9
Modelo de arrasto	$C_D$	E.10
Forças de interação	$\mathbf{F}_{ls}, \mathbf{F}_{vm}, \mathbf{F}_{pg}$	E.11

## E.1. Malha computacional

Para o escoamento líquido-sólido algumas restrições devem ser consideradas na geração da malha, conforme exposto na Seção 4.4, devido à utilização dos modelos numéricos DDPM e DEM. O teste de malha para o escoamento particulado, utiliza como base os resultados obtidos nos testes de malha preliminares para o problema monofásico de fluido (fenômeno invasão), discutidos no Apêndice D.

A Tabela E.3 fornece os parâmetros para a geração da malha numérica dos testes realizados para o caso da variação dos volumes de controle na direção  $x$  da fratura ( $VC_{x,FR}$ ), considerando um número constante de volumes na direção  $y$  da fratura  $VC_{y,FR} = 10$ , i.e.,  $\Delta y_{FR} = 1$  [mm]. Na Tabela E.4 são apresentados os parâmetros para o caso da variação de  $VC_{x,FR}$ , considerando  $VC_{y,FR} = 20$ , i.e.,  $\Delta y_{FR} = 0,5$  [mm].

**Tabela E.3. Parâmetros da malha para o teste de malha na direção  $x$ , FR com  $\Delta y_1 = 1$  [mm].**

malha	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	0,5	1,2	0,5	1,2	1,253
	$y$ , UP	100	10,689	1	1	1,1	10,689
	$y$ , DW	50	1	1,1	5,608	1	5,608
	$y$ , FR	10	1	1	1	1	1
1		20	0,5	1,2	12,971	1	12,971
2	$x$ , FR	30	0,5	1,2	3,901	1	3,901
3		40	0,5	1,2	2,567	1	2,567
4		80	0,5	1,2	1,150	1	1,150

**Tabela E.4. Parâmetros da malha para o teste de malha na direção  $x$ , FR com  $\Delta y_1 = 0,5$  [mm].**

malha	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	0,5	1,2	0,5	1,2	1,253
	$y$ , UP	100	11,777	1	0,5	1,1	11,777
	$y$ , DW	50	0,5	1,1	7,175	1	7,175
	$y$ , FR	20	0,5	1	0,5	1	1
1		20	0,5	1,2	12,971	1	12,971
2	$x$ , FR	30	0,5	1,2	3,901	1	3,901
3		40	0,5	1,2	2,567	1	2,567
4		80	0,5	1,2	1,150	1	1,150

sendo  $\Delta(x, y)_1$  e  $\Delta(x, y)_N$  o comprimento, respectivamente, do primeiro e último volume de controle,  $n_r$  o fator de refino geométrico e  $\Delta_{max}$  o maior volume de controle.

A Figura E.1 e Figura E.2 apresentam a variação do volume de controle na direção  $x$ , respectivamente, para os casos com 10 e 20 volumes na direção  $y$  da fratura, considerando um tempo de injeção  $t_{ip} = 20\text{s}$ . Nestas figuras podem ser observados os efeitos da malha sobre o perfil de fração volumétrica de sólidos ( $\varepsilon_p$ ), trajetória das partículas (coloridas em função da velocidade das partículas,  $u_p$ ) e perfil de velocidade do fluido  $u_\beta$  através da fratura.

Os parâmetros de monitoramento para os casos da Figura E.1 e da Figura E.2 são apresentados, respectivamente, na Figura E.3 e na Figura E.4. Observa-se que existe uma diferença significativa dos parâmetros de vazão de fuga pela fratura, vazão da mistura pela saída do canal e número de partículas no interior da fratura ao longo do tempo, em relação a variação dos volumes de controle na direção  $x$  da fratura.

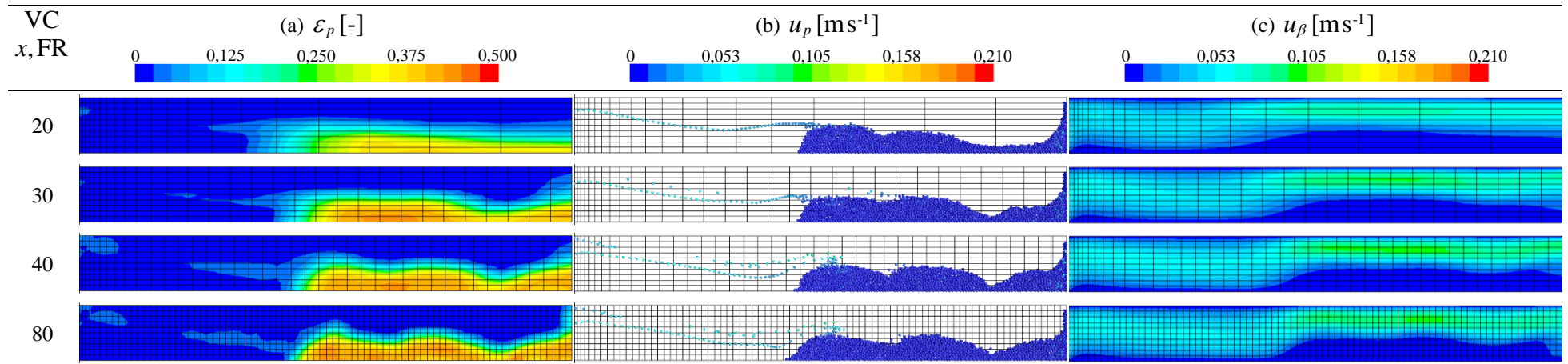
Na Figura E.5 é feita a comparação dos parâmetros de monitoramento para as duas configurações com 80 volumes de controle na direção  $x$ . Observe que existe uma diferença significativa no valor final da vazão de fuga pela saída da fratura, devido a sensibilidade na solução da fase contínua com a variação de  $VC_{y,FR}$ .

A Tabela E.5 apresenta os parâmetros para a geração da malha utilizada nas simulações numéricas tanto para os testes preliminares deste Apêndice E, quanto para os parâmetros principais de injeção, apresentados no Capítulo 6. A configuração em destaque de  $L_{DW} = 5$  na Tabela E.5 é utilizada para as demais malhas na região a jusante da fratura, que corresponde a um comprimento  $l_{DW} = 0,225$  [m], determinado nos testes do Apêndice E.3.

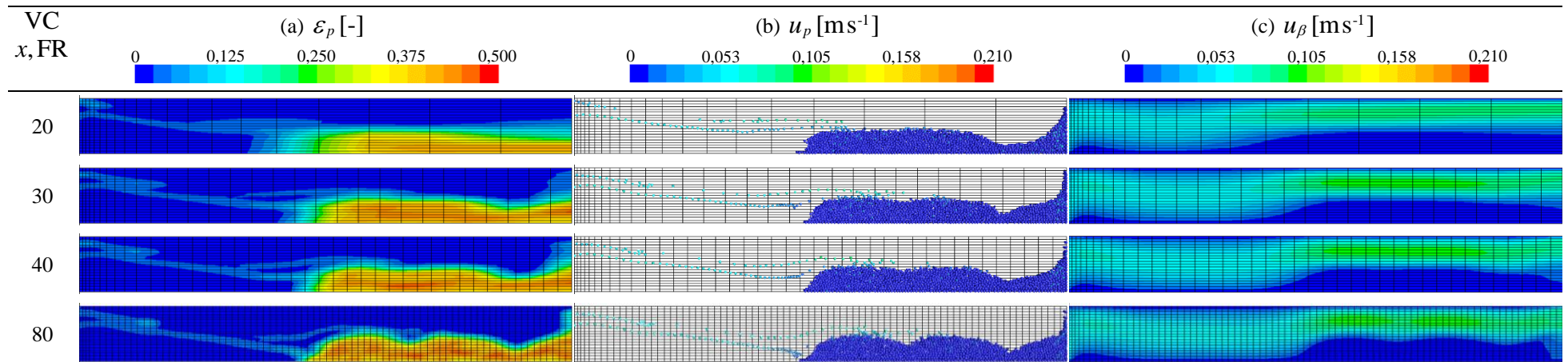
**Tabela E.5. Malha computacional utilizada na solução do presente trabalho.**

$L_{DW}$	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	0,5	1,2	0,5	1,2	1,253
	$x$ , FR	80	0,5	1,2	1,150	1	1,150
	$y$ , UP	100	11,777	1	0,5	1,1	11,777
	$y$ , FR	20	0,5	1	0,5	1	1
<b>5</b>		<b>50</b>	<b>0,5</b>	<b>1,1</b>	<b>7,175</b>	<b>1</b>	<b>7,175</b>
10	$y$ , DW	75	0,5	1,1	8,172	1	8,172
20		100	0,5	1,1	11,777	1	11,777

sendo  $L_{DW} = l_{DW} / h_{CH}$  o comprimento adimensional a jusante da fratura até a saída do canal.



**Figura E.1. Teste de malha na fratura para a direção  $x$ , considerando a malha com  $VC_{y,FR} = 10$  (vista8):**  
**(a) perfil da fração volumétrica de partículas; (b) trajetória das partículas (colorido em função de  $u_p$ ); (c) perfil da velocidade do fluido.**  
**Resultados para  $t_{ip} = 20s$ .**



**Figura E.2. Teste de malha na fratura para a direção  $x$ , considerando a malha com  $VC_{y,FR} = 20$  (vista8):**  
**(a) perfil da fração volumétrica de partículas; (b) trajetória das partículas (colorido em função de  $u_p$ ); (c) perfil da velocidade do fluido.**  
**Resultados para  $t_{ip} = 20s$ .**

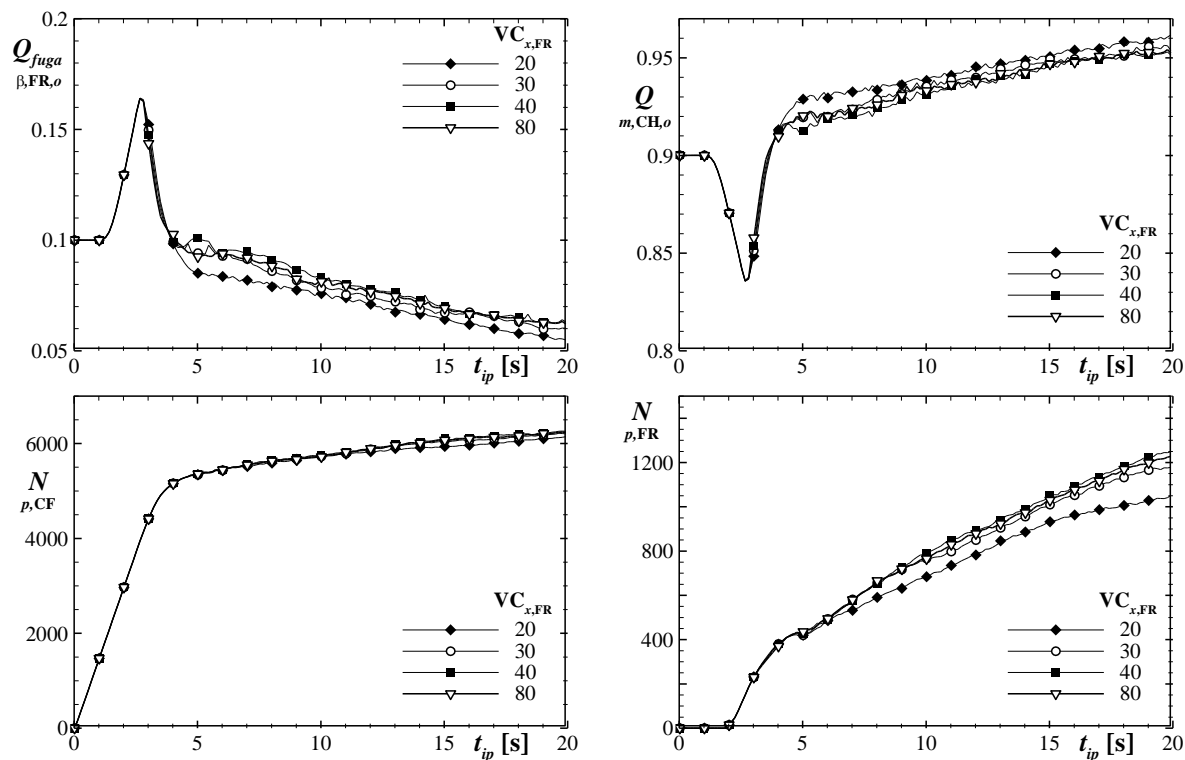


Figura E.3. Parâmetros de monitoramento para o teste de malha com  $VC_{y,FR} = 10$ .

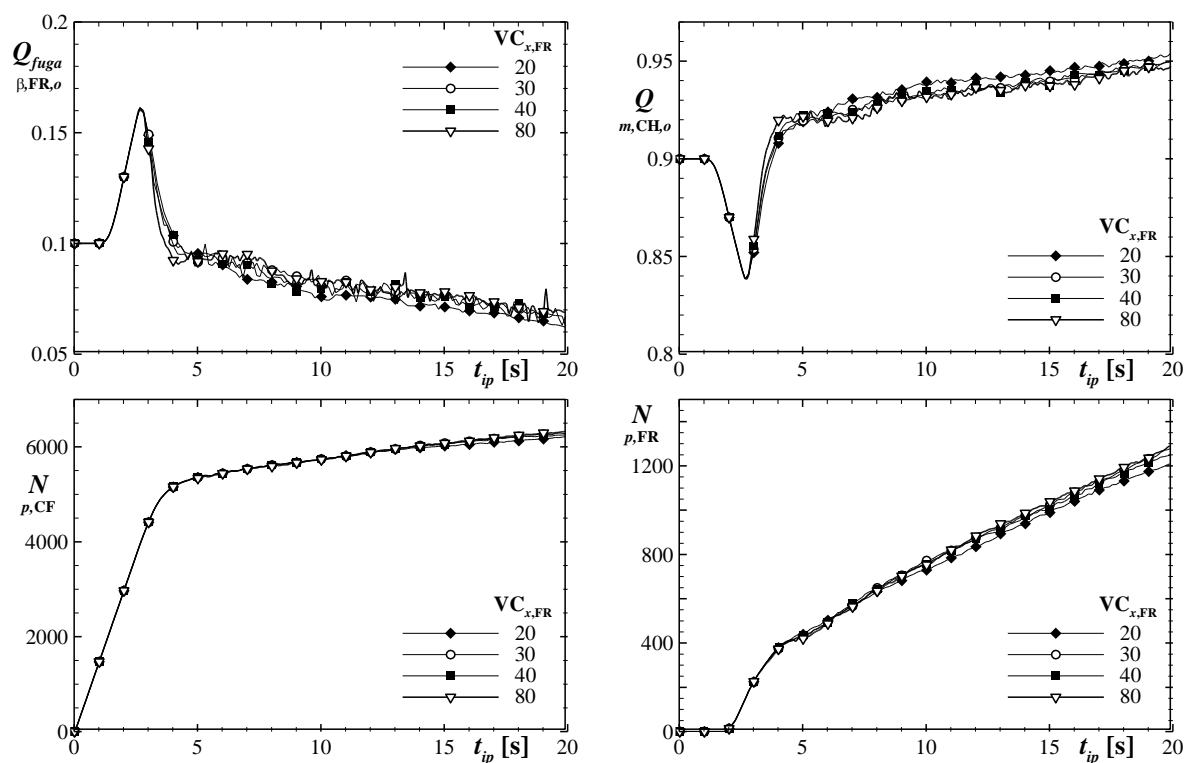


Figura E.4. Parâmetros de monitoramento para o teste de malha com  $VC_{y,FR} = 20$ .

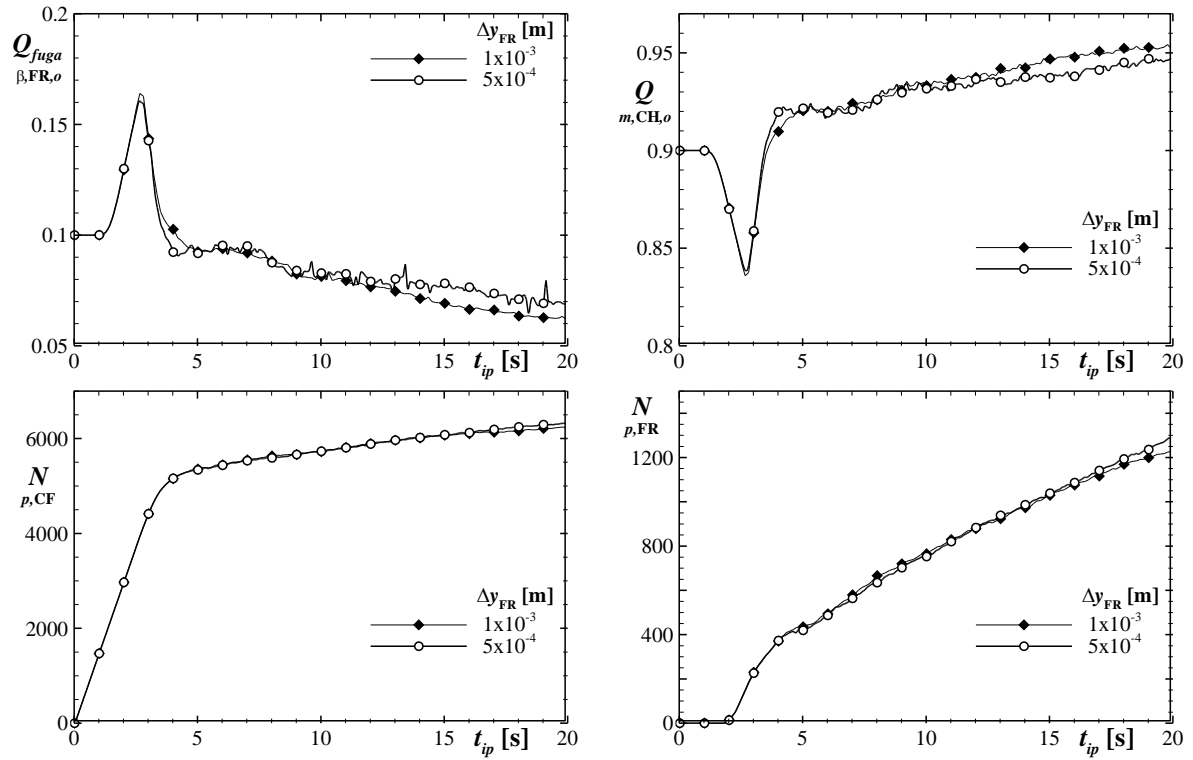
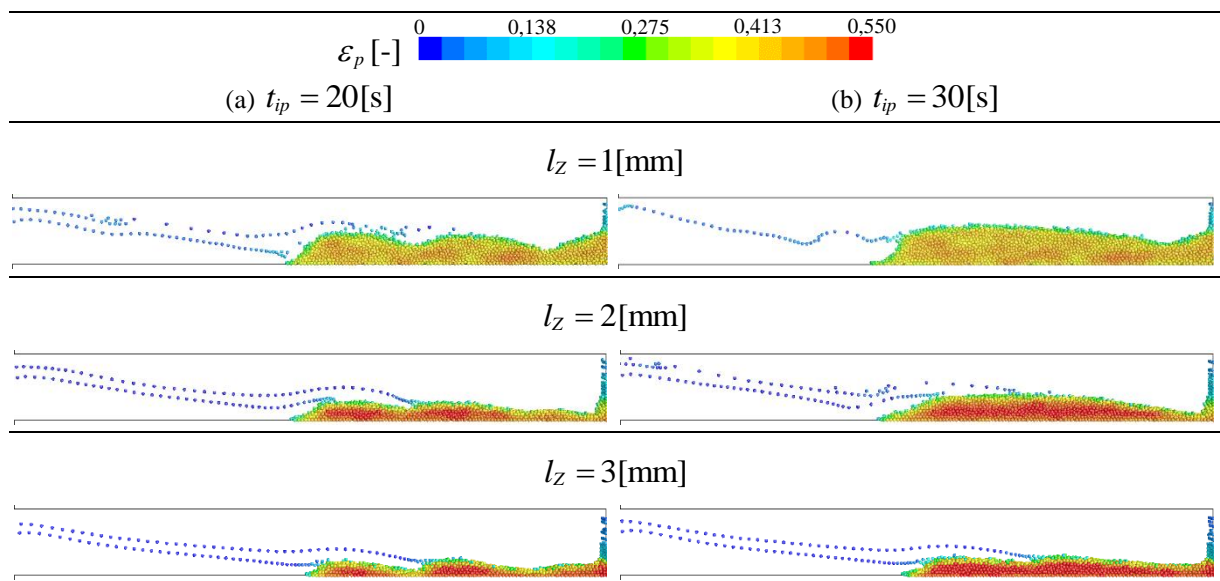


Figura E.5. Parâmetros de monitoramento para o teste de malha com  $VC_{x,FR} = 80$ .

## E.2. Dimensão do volume unitário

A malha gerada para a simulação do problema possui um volume unitário na direção  $z$ , necessário para a utilização do modelo DDPM-DEM. Este volume unitário representa um escoamento bidimensional para as equações da fase contínua do fluido. Para a fase discreta das partículas, que utiliza um referencial lagrangeano de referência para a posição e velocidade das partículas, é necessário um estudo de malha para a profundidade do volume unitário na direção  $z$ , para que proporcione a menor influência no processo de preenchimento da fratura.

A Figura E.6 apresenta a influência do comprimento do volume unitário para dois passos de tempo. Neste teste, observa-se que existe diferença nos valores de fração volumétrica de sólidos conforme o valor de  $l_z$ , devido à diferença no empacotamento das partículas.



**Figura E.6.** Teste para o comprimento do volume unitário (vista8): (a)  $t_{ip} = 20\text{s}$  e (b)  $t_{ip} = 30\text{s}$ .

Na Figura E.7 é possível observar o comprimento do volume unitário através de uma vista tridimensional do canal. Observa-se que para um mesmo instante de tempo, o menor  $l_z$  possui o maior preenchimento da fratura devido ao menor volume disponível para preenchimento. Por outro lado, a redução de  $l_z$  provoca alterações significativas em alguns dos parâmetros de monitoramento do problema, apresentados na Figura E.8. Inicialmente, quanto menor o  $l_z$ , maior é a pressão necessária para que o escoamento carregue a mesma quantidade de partículas.

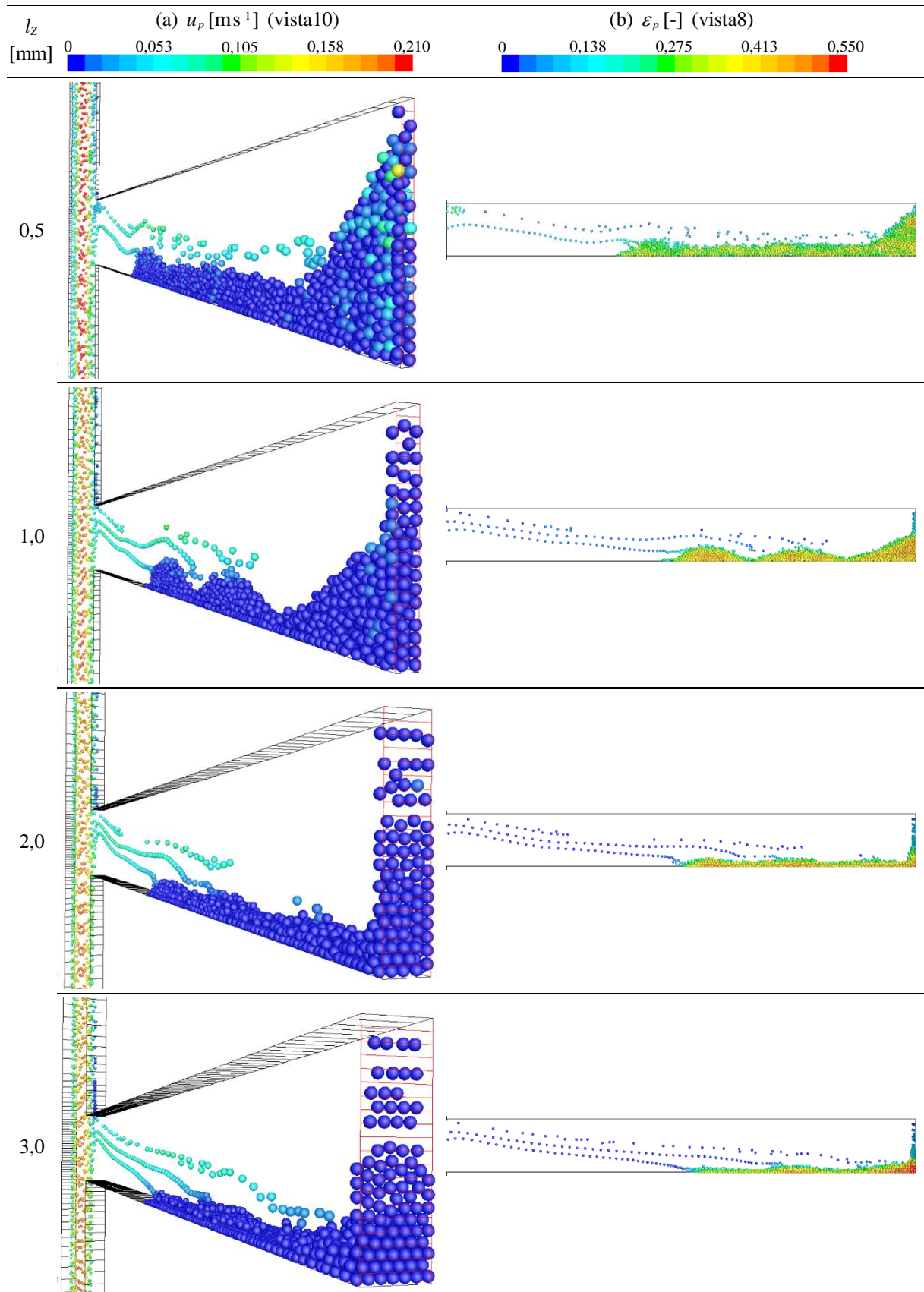


Figura E.7. Teste para o comprimento do volume unitário. Resultados para  $t_{ip} = 10\text{s}$ .



Quanto maior o gradiente de pressão do canal, observa-se uma maior entrada de partículas no início do preenchimento da fratura. Por outro lado, a tendência é que quanto maior o  $l_z$ , maior será a quantidade de partículas necessárias para o preenchimento da fratura, e conseqüentemente, maior o tempo do processo.

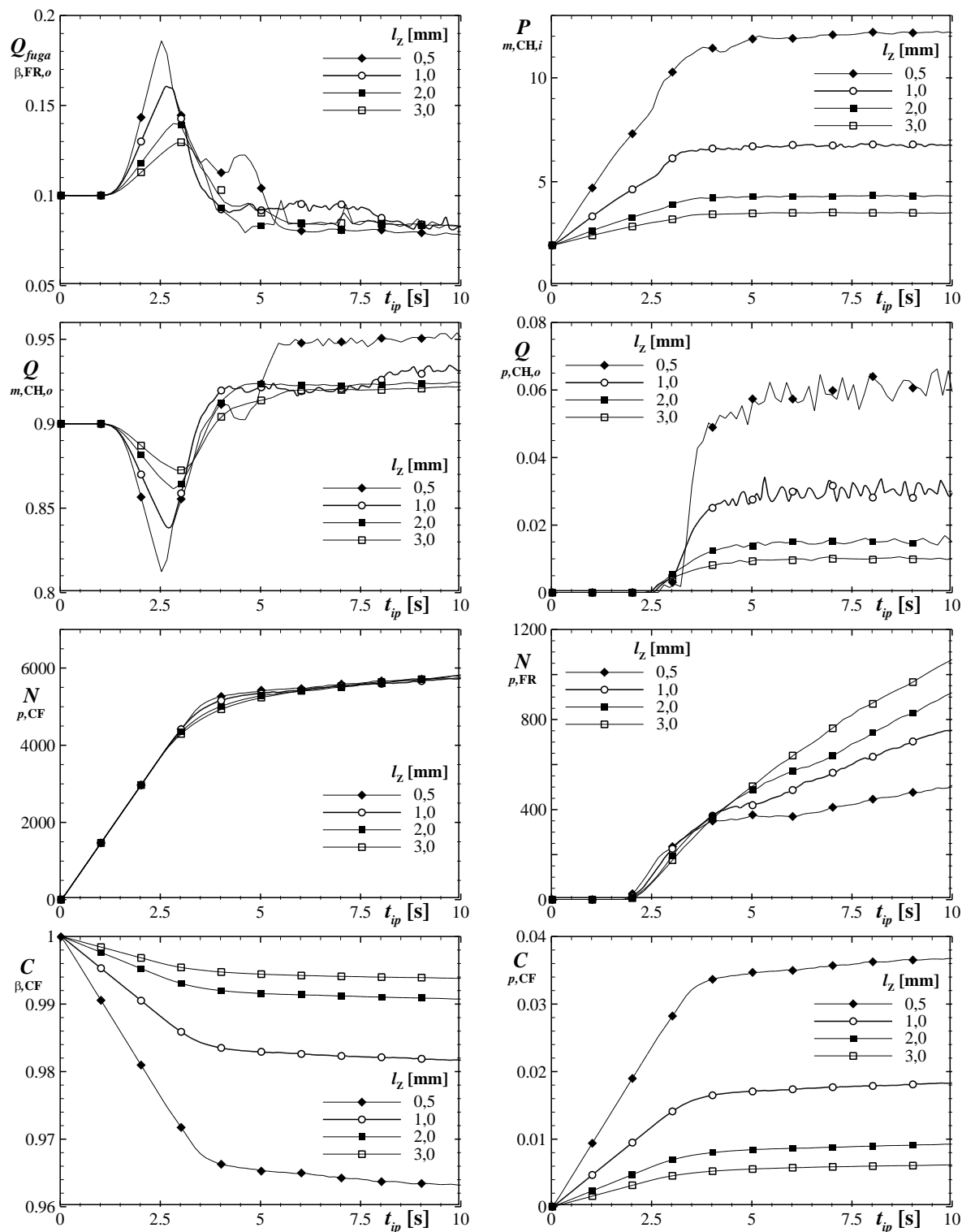


Figura E.8. Parâmetros de monitoramento para variação da dimensão do volume unitário.

### E.3. Comprimento de saída do canal

O parâmetro necessário para sustentar a perda de carga do sistema é a pressão da entrada do canal, devido ao  $\Delta p_{fuga}$  imposto nas pressões das saídas da fratura e do canal. O comportamento da variação da pressão pode ser comparado ao comportamento do escoamento em um leito fluidizado, que possui inicialmente, uma região de aumento de pressão para vencer a perda de carga das partículas, que são constantemente injetadas, até um patamar em que exista um regime da mistura no canal. Depois de um determinado momento, quando as partículas começam a sair do canal, é possível observar um regime homogêneo no canal livre.

No início do processo de injeção das partículas a perda de carga, devido ao fluido ocupado na região DW do canal, é balanceada pela condição do  $\Delta p_{fuga}$ , que fornece uma vazão constante na saída da fratura. No momento em que as primeiras partículas ultrapassam a região da fratura, entrando na região DW, existe um aumento da perda de carga devido ao aumento do peso efetivo da mistura na região. Este evento facilita a entrada das partículas na região da fratura, que conforme o tempo passa existe a reduzir da vazão de fuga pela fratura. Com o aumento do processo de preenchimento na região da fratura, maior é a perda de carga gerada, dificultando a entrada de mais partículas provenientes do canal. Paralelo a este aumento de carga existe outro momento importante no balanço da perda de carga no canal, que é o início da saída das primeiras partículas na saída do canal. Dentro deste contexto, é necessária uma análise para o efeito do comprimento de saída do canal  $l_{DW}$ .

A Figura E.9 apresenta inicialmente o perfil de pressão ao longo do canal e fratura para diferentes comprimentos adimensionais  $L_{DW} = l_{DW} / h_{CH}$ , considerando apenas o fenômeno de invasão. Nestas configurações observa-se a pequena diferença nos gradientes na região de entrada da fratura. Este fato é devido à condição de contorno utilizada na metodologia de caracterização da invasão de fluido, cujo parâmetro variado para compensar as diferentes perdas de carga, conforme o  $l_{DW}$ , é a pressão na saída do canal, que gera um  $\Delta p_{fuga}$ , compensando a pressão para manter a pressão no fundo do poço (entrada do canal) constante para cada caso de  $l_{DW}$ .

Na Figura E.10 é possível observar a pressão na entrada do canal ao longo do processo de preenchimento da fratura. Observe que a diferença gerada pela adimensionalização da pressão (Figura E.10.a), no início do preenchimento (apenas

fluido no canal fraturado), é devido ao diferente  $\Delta p_{fuga}$  imposto como condição de contorno. Na Figura E.10.(b) observa-se que a pressão se mantém constante para a variação de  $l_{DW}$ , até o momento em que o canal entra em regime homogêneo particulado.

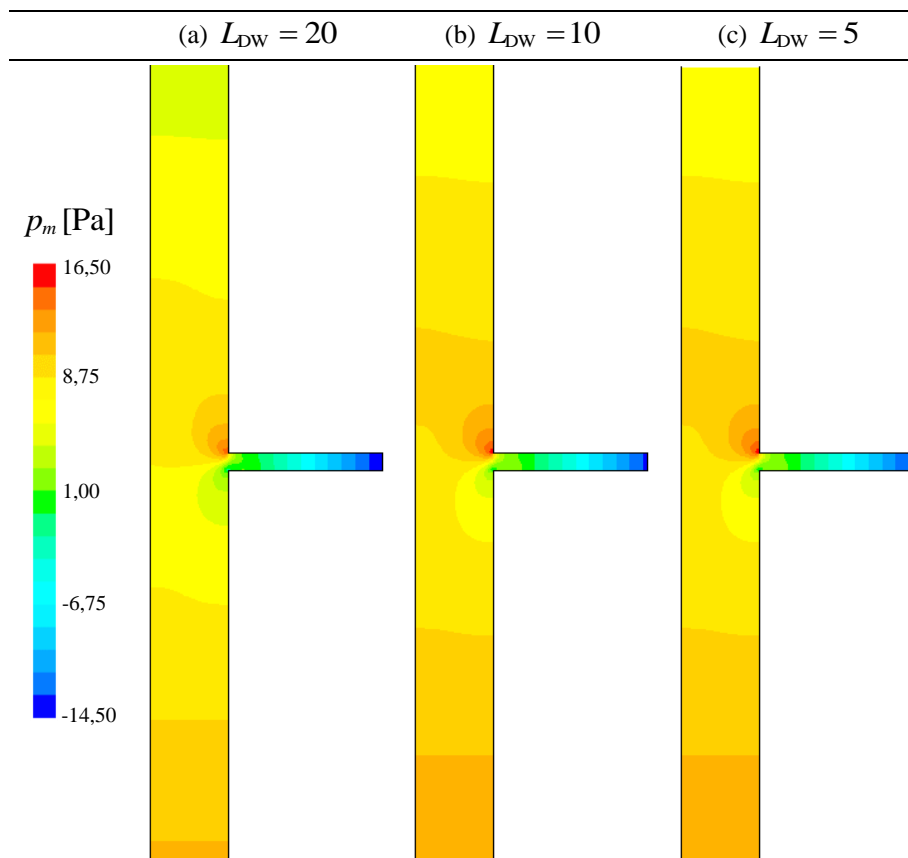


Figura E.9. Teste do comprimento de saída do canal  $L_{DW} = l_{DW} / h_{CH}$  (vista1).

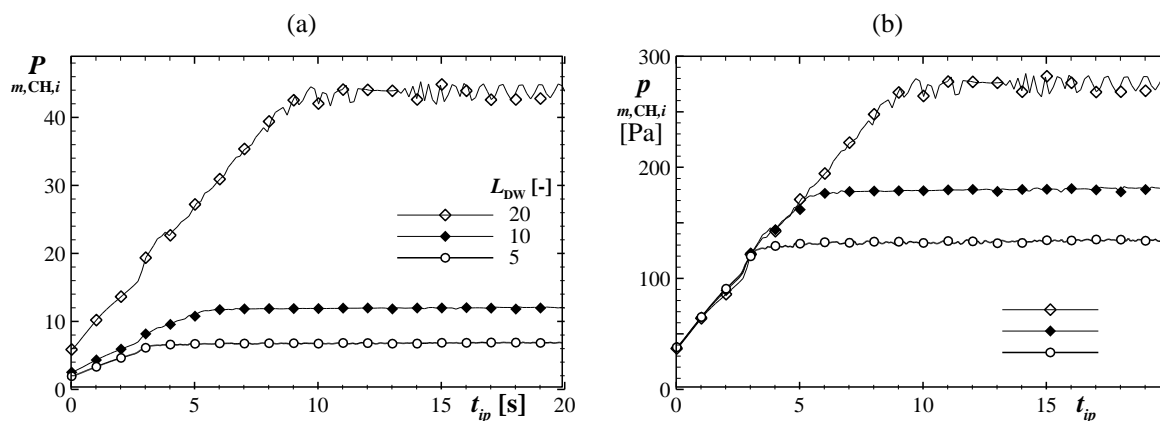


Figura E.10. Monitoramento da pressão na entrada do canal.

A Figura E.11 apresenta o efeito do preenchimento da fratura para o teste do comprimento  $L_{DW}$ . Observa-se uma pequena diferença no preenchimento para os dois tempos analisados, sendo que o maior comprimento  $L_{DW}$  possui uma maior perda de carga ao sistema, caracterizando uma maior entrada de partículas no início do processo de preenchimento.

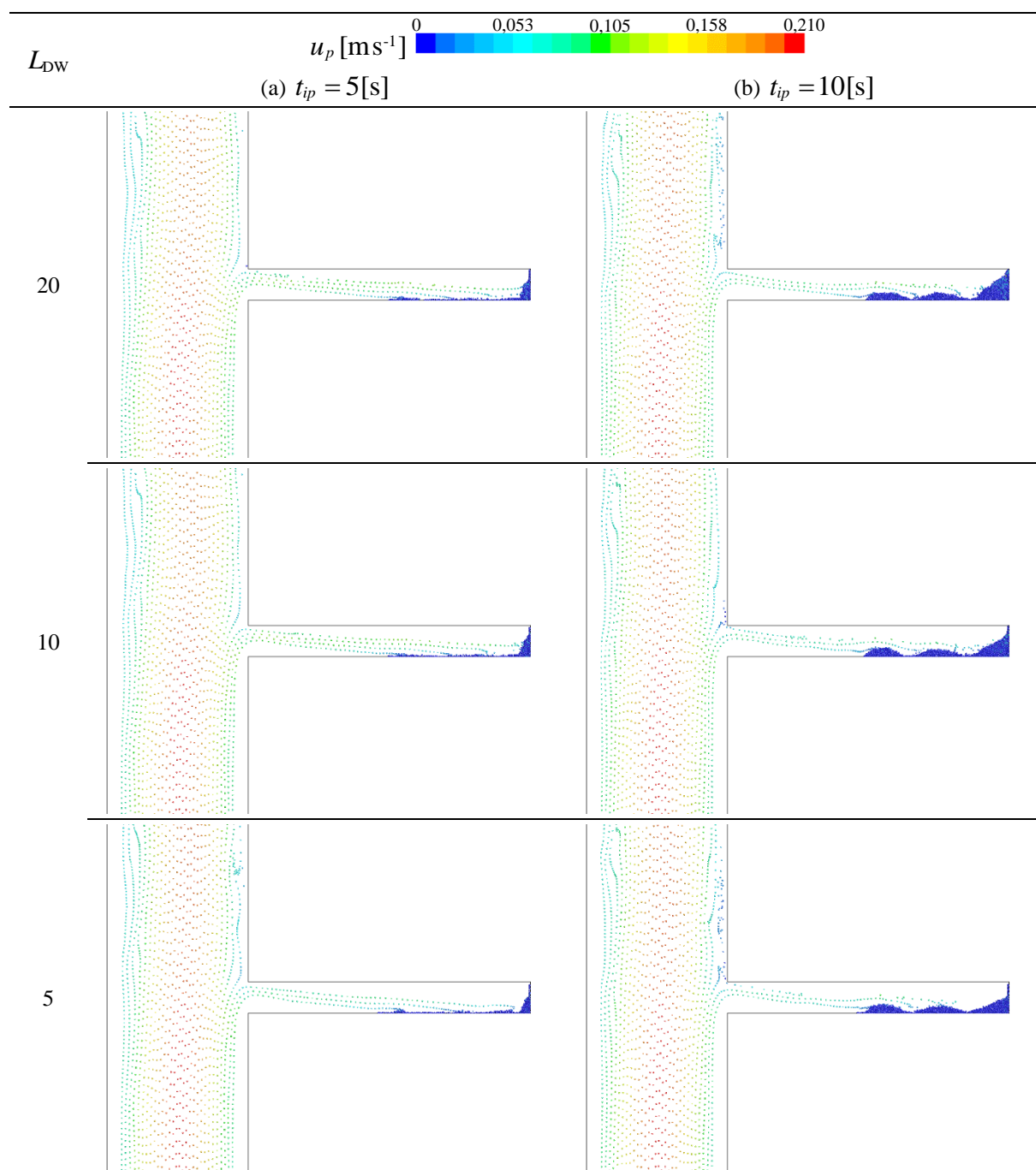


Figura E.11. Teste do comprimento de saída do canal  $L_{DW} = l_{DW} / h_{CH}$  (vista4):  
(a)  $t_{ip} = 5$  s; (b)  $t_{ip} = 10$  s.

Na Figura E.12 são apresentados os parâmetros de monitoramento ao longo do processo de preenchimento da fratura discutidos ao longo deste apêndice.

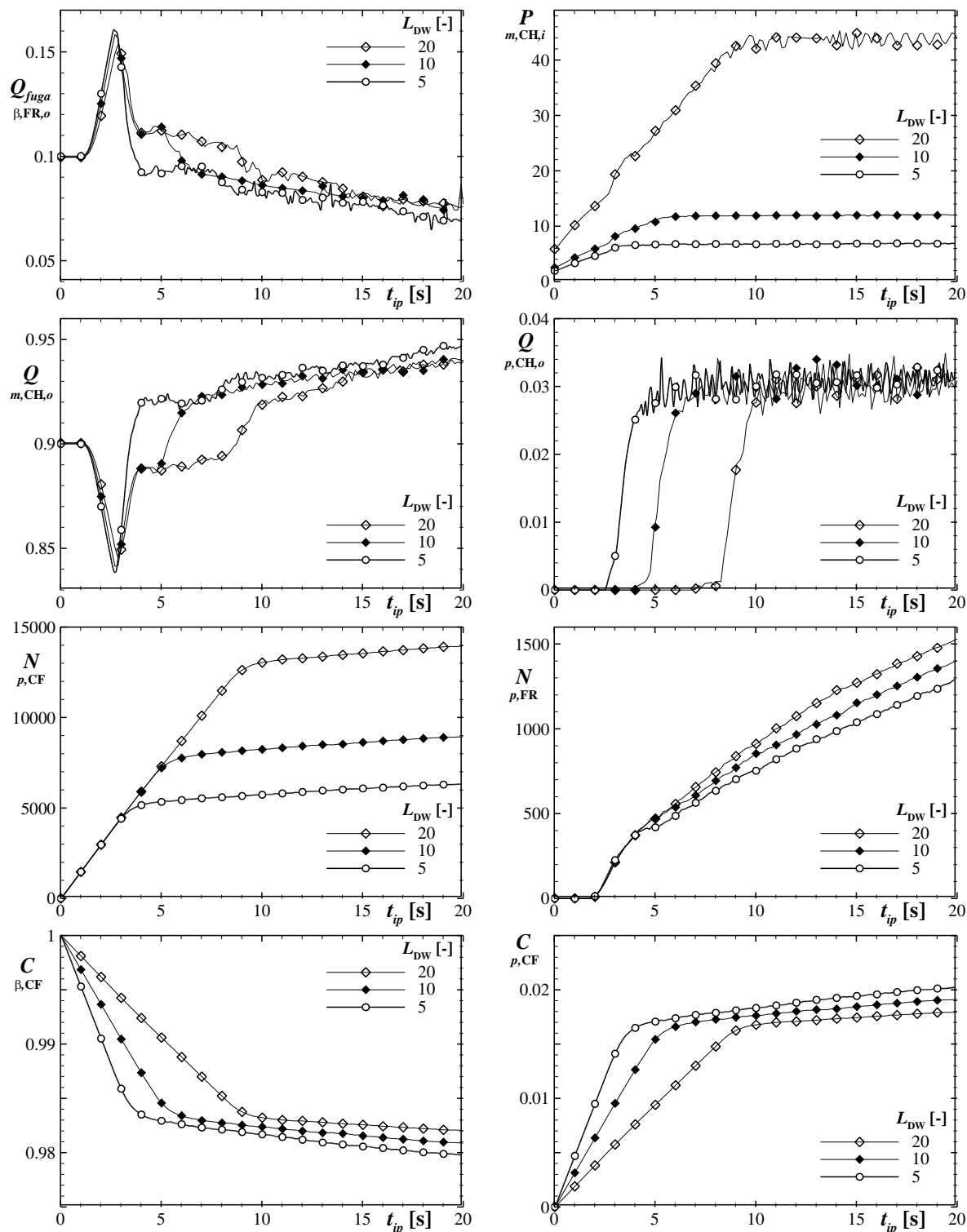


Figura E.12. Parâmetros de monitoramento para o comprimento de saída do canal.

#### E.4. Passo de tempo da fase discreta

O passo de tempo da fase discreta é analisado juntamente com os testes para a constante de rigidez das partículas, discutidos no Apêndice E.5.

A Figura E.13 apresenta o teste para a variação do passo de tempo da fase discreta, considerando uma constante de rigidez  $K_n = 2 \text{ [N m}^{-1}\text{]}$ . Observa-se que a escolha do passo de tempo incorreta apresenta divergências numéricas em relação à colisão das partículas e conseqüentemente no formato do preenchimento da fratura.

Na Figura E.14 são apresentados os parâmetros de monitoramento para as configurações de passos de tempo testadas. Observe que existe uma diferença significativa em relação ao valor final da vazão de fuga pela saída da fratura, assim como pela vazão da mistura na saída do canal, devido a ao formato incorreto da formação do leito na região da fratura, que proporciona uma perda de carga diferente na região da fratura.

No Apêndice E.5 são apresentados os testes para a constante de rigidez das partículas, que em conjunto com os testes de passo de tempo da fase discreta das partículas, fornecem uma metodologia para a escolha da combinação correta de ambos os parâmetros, que apresentam uma independência no processo de preenchimento da fratura para uma determinada condição de injeção.

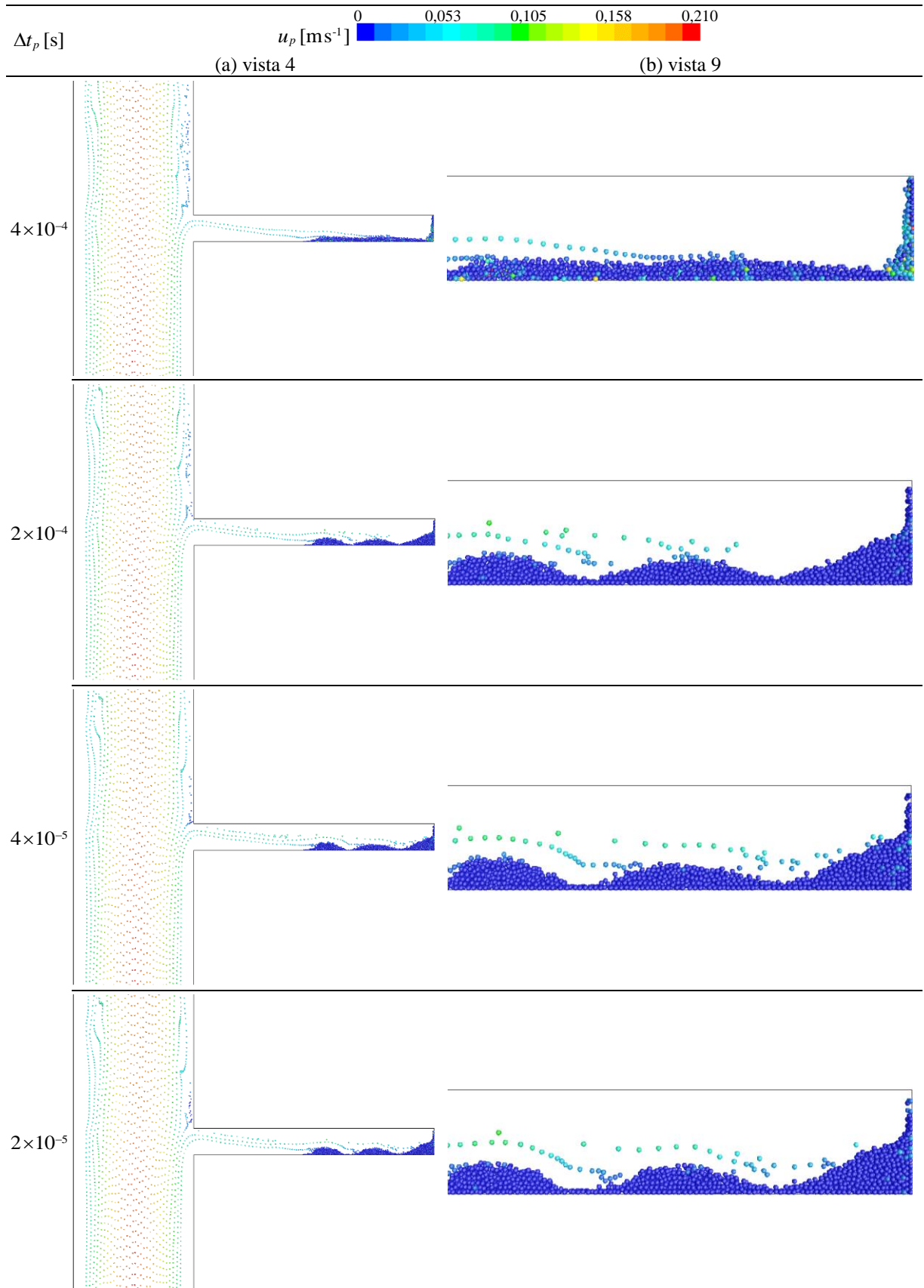


Figura E.13. Teste do passo de tempo da fase discreta: (a) vista 4; (b) vista 9. Resultados para  $t_{ip} = 10$  s.

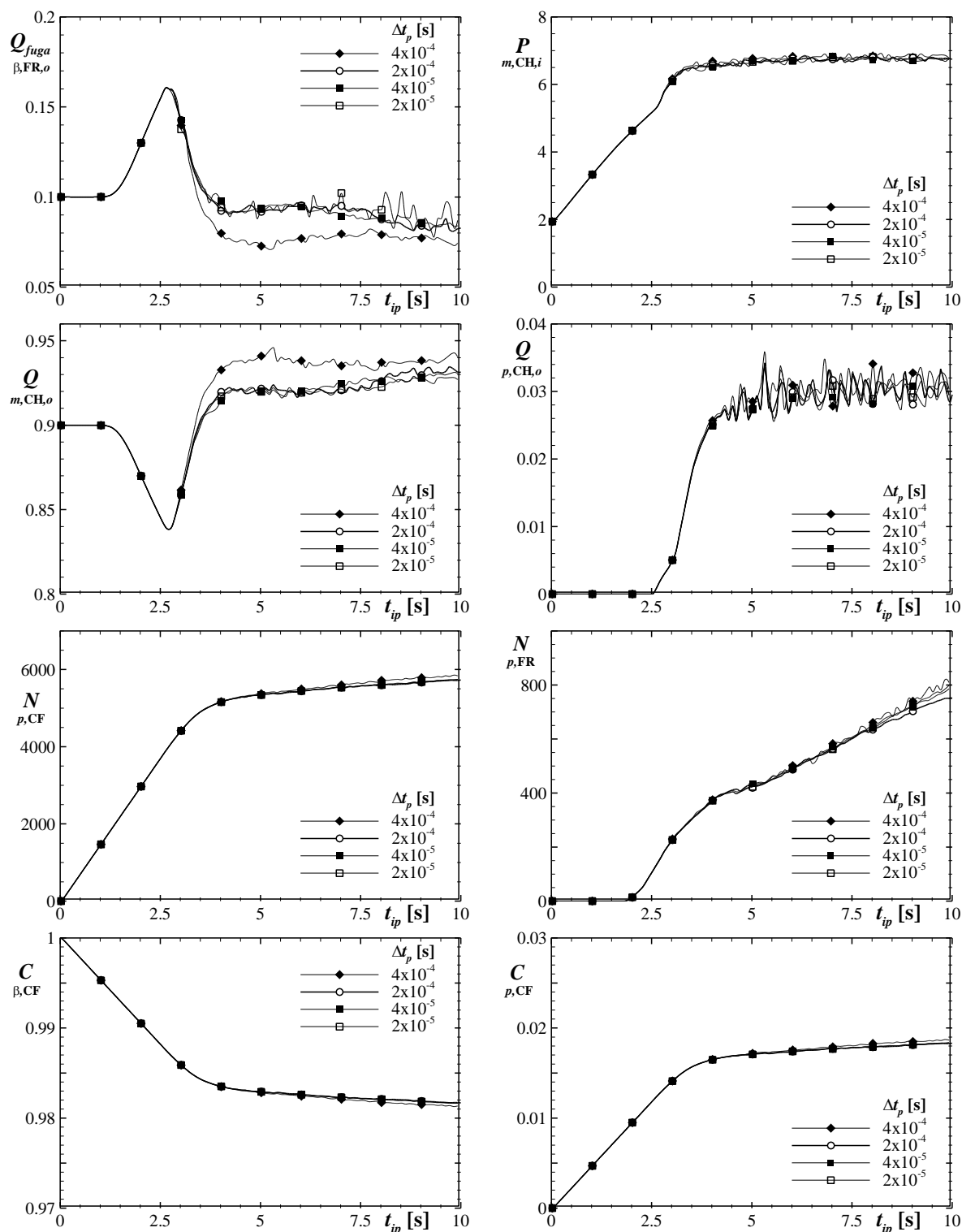


Figura E.14. Parâmetros de monitoramento para variação do passo de tempo da fase discreta.



### E.5. Constante de rigidez da partícula

A constante de rigidez ( $K_n$ ) é um dos principais parâmetros para a correta representação das forças de colisões. Na Figura E.15 observa-se que a variação do parâmetro  $K_n$  apresenta divergências numéricas em relação à representação das forças de colisões das partículas. Esta divergência é devida a relação da constante  $K_n$  com o passo de tempo (da fase discreta) insuficiente para representar uma colisão de forma coerente. Na Figura E.16 é possível identificar a convergência dos resultados em relação à redução da constante de rigidez das partículas.

Os valores de  $K_n$  são determinados para os casos extremos da velocidade máxima da partícula em relação aos pares de colisão (e.g., partículas, paredes, superfícies). Existem, a princípio, duas regiões restritivas do canal fraturado, na entrada da fratura (colisão devido à inércia das partículas) e na saída da fratura (colisão na condição de barreira de partículas). No final da fratura existe um agravante para as colisões que é o retorno das primeiras partículas em contato com a condição de saída, que podem sofrer a colisão de outra partícula no momento de retorno, aumentando a velocidade relativa das partículas.

A escolha do passo de tempo da fase discreta, na literatura, tem como base a utilização de uma porcentagem do número de Rayleigh da partícula (discutidos na Seção 4.4.1). A Tabela E.6 resume os valores indicados para a escolha do passo de tempo com base no número de Rayleigh da partícula para cada constante de rigidez.

**Tabela E.6. Escolha do passo de tempo da partícula em função do número de Rayleigh.**

$K_n$ [N m <sup>-1</sup> ]	$\varepsilon_d$ [%]	$t_{col}$ [s]	20% $\Delta t_{Ra}$ [s]	10% $\Delta t_{Ra}$ [s]
1	21,889%	8,764e-04	7,441e-04	3,720e-04
2	15,478%	6,197e-04	5,261e-04	2,631e-04
5	9,789%	3,919e-04	3,328e-04	1,664e-04
10	6,922%	2,771e-04	2,353e-04	1,176e-04
100	2,189%	8,764e-05	7,441e-05	3,720e-05

Observa-se que para o caso com  $K_n = 10$  [N m<sup>-1</sup>], a escolha do passo de tempo utilizada na simulação apresentada na Figura E.15, deveria atender aos critérios para uma correta colisão entre as partículas.

Com isso, outro critério para determinar a escolha do passo de tempo foi utilizado. Este critério consiste na determinação de um parâmetro de colisão  $n_{col,\delta}$ ,

calculado em relação à sobreposição (*overlap*) máxima do contato de duas partículas. Para uma colisão pode-se estimar o número de passos de tempo que uma partícula permanece em contato na colisão através da sobreposição e velocidade da partícula. A Tabela E.7 apresenta para cada configuração de  $K_n$  uma fração máxima de sobreposição (com base na velocidade relativa máxima) que uma partícula percorre em um passo de tempo ( $\Delta t_p = 2 \times 10^{-4}$  [s]), estimando assim um número mínimo de passos de tempo que uma partícula permanece em contato (com outra partícula ou superfície) para a situação mais restritiva de colisão.

**Tabela E.7. Estimativa do número de contatos em uma colisão.**

$K_n$ [N m <sup>-1</sup> ]	$\delta_{max}$ [m]	$\Delta t_\delta$ [s]	$n_{col,\delta}$ [-]
1	1,094e-04	5,576e-04	2,788
2	7,739e-05	3,943e-04	1,971
5	4,895e-05	2,494e-04	1,247
10	3,461e-05	1,763e-04	0,882
100	1,094e-05	5,576e-05	0,279

A próxima etapa para determinar um critério de escolha para o passo de tempo é realizar o teste para uma configuração restritiva (que apresente divergência devido à colisão) e observar o  $n_{col,\delta}$  que permita a correta solução. Resultados destes testes indicam um valor mínimo de  $n_{col,\delta} \sim 2$  para a correta colisão das partículas.

A Tabela E.8 fornece os passos de tempo da fase discreta  $\Delta t_p$  coerentes para cada constante de rigidez, determinados em função do  $n_{col,\delta}$  mínimo para o tempo de colisão entre as partículas.

**Tabela E.8. Passo de tempo da partícula em função da constante de rigidez das partículas.**

$K_n$ [N m <sup>-1</sup> ]	$\Delta t_{p,max}$ [s]	$\Delta t_p$ [s]	$n_{col,\delta}$ [-]	$\Delta t_\beta / \Delta t_p$
1	2,788e-04	2,0e-04	2,788	100
2	1,971e-04	2,0e-04	1,971	100
5	1,247e-04	8,0e-05	3,117	250
10	8,816e-05	4,0e-05	4,408	500
100	2,788e-05	2,0e-05	2,788	1000

Na Figura E.17 observa-se que para as mesmas configurações da Figura E.15 e adicionalmente para  $K_n = 100$  [N m<sup>-1</sup>], o processo de preenchimento é igual, sendo constatado pela independência dos parâmetros de monitoramento da Figura E.18.

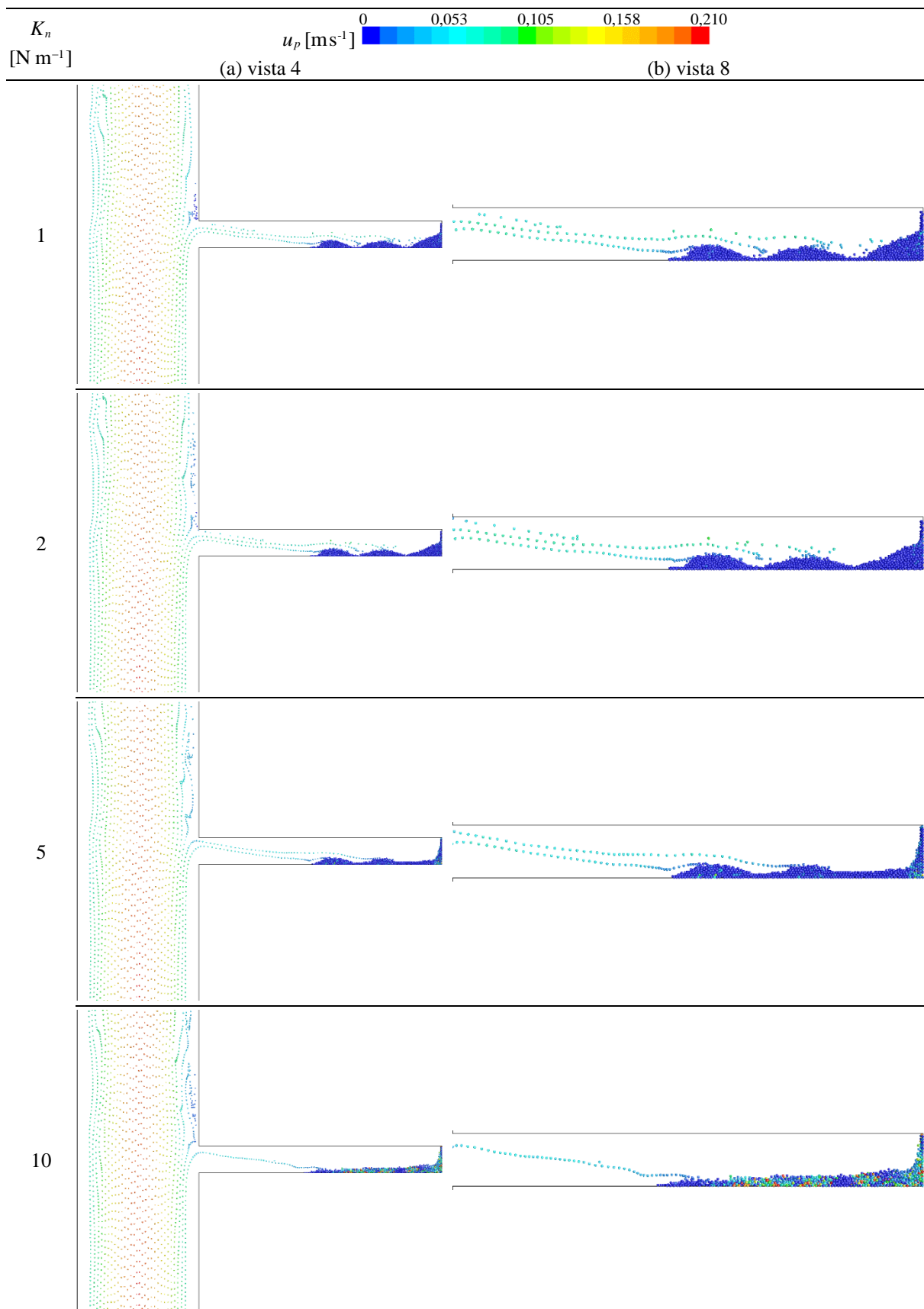


Figura E.15. Teste da constante de rigidez das partículas: (a) vista 4; (b) vista 8.  
 Resultados para  $t_{ip} = 10\text{ s}$  e  $\Delta t_p = 2 \times 10^{-4}$ .

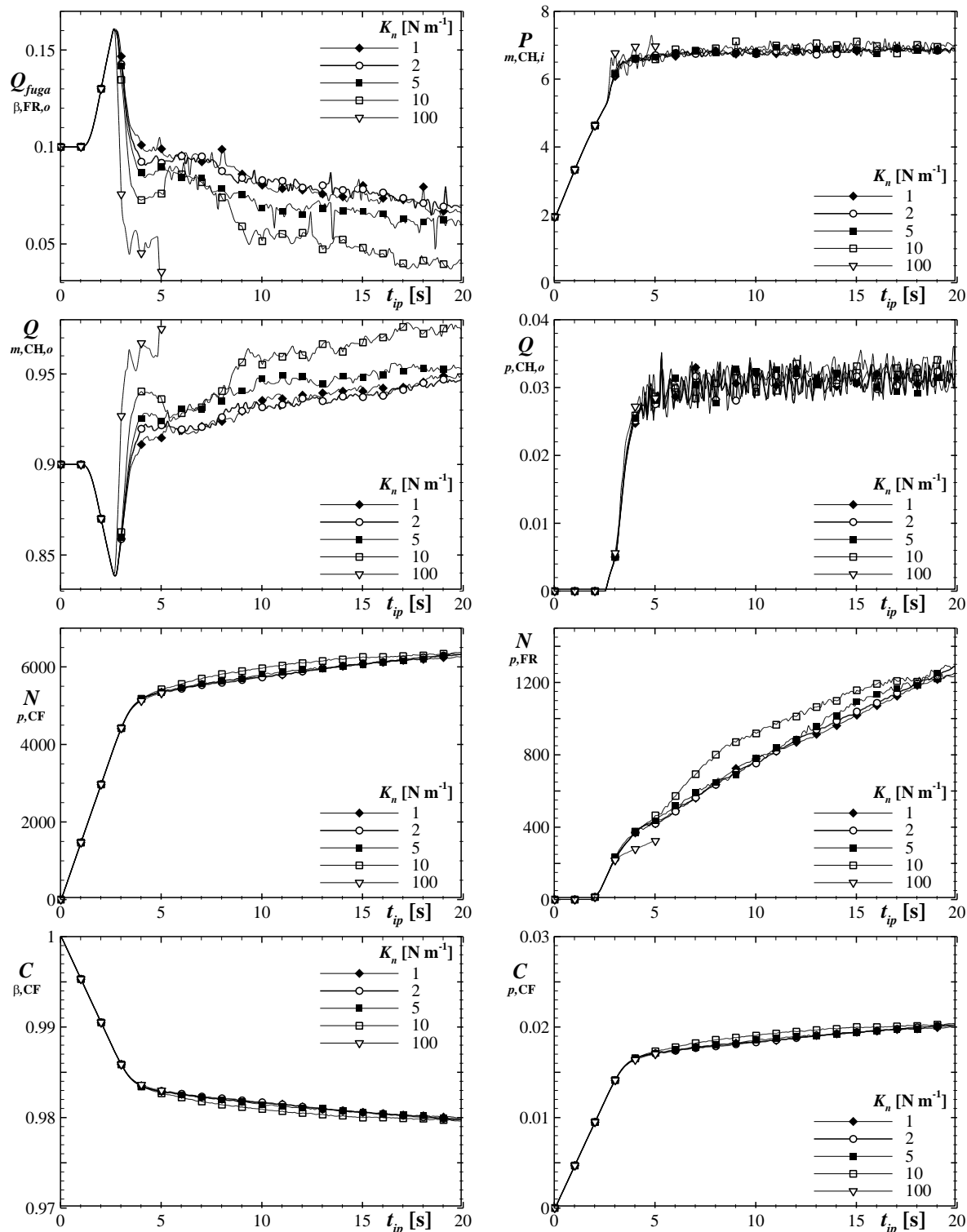


Figura E.16. Parâmetros de monitoramento com divergência para a variação da constante de rigidez da partícula.

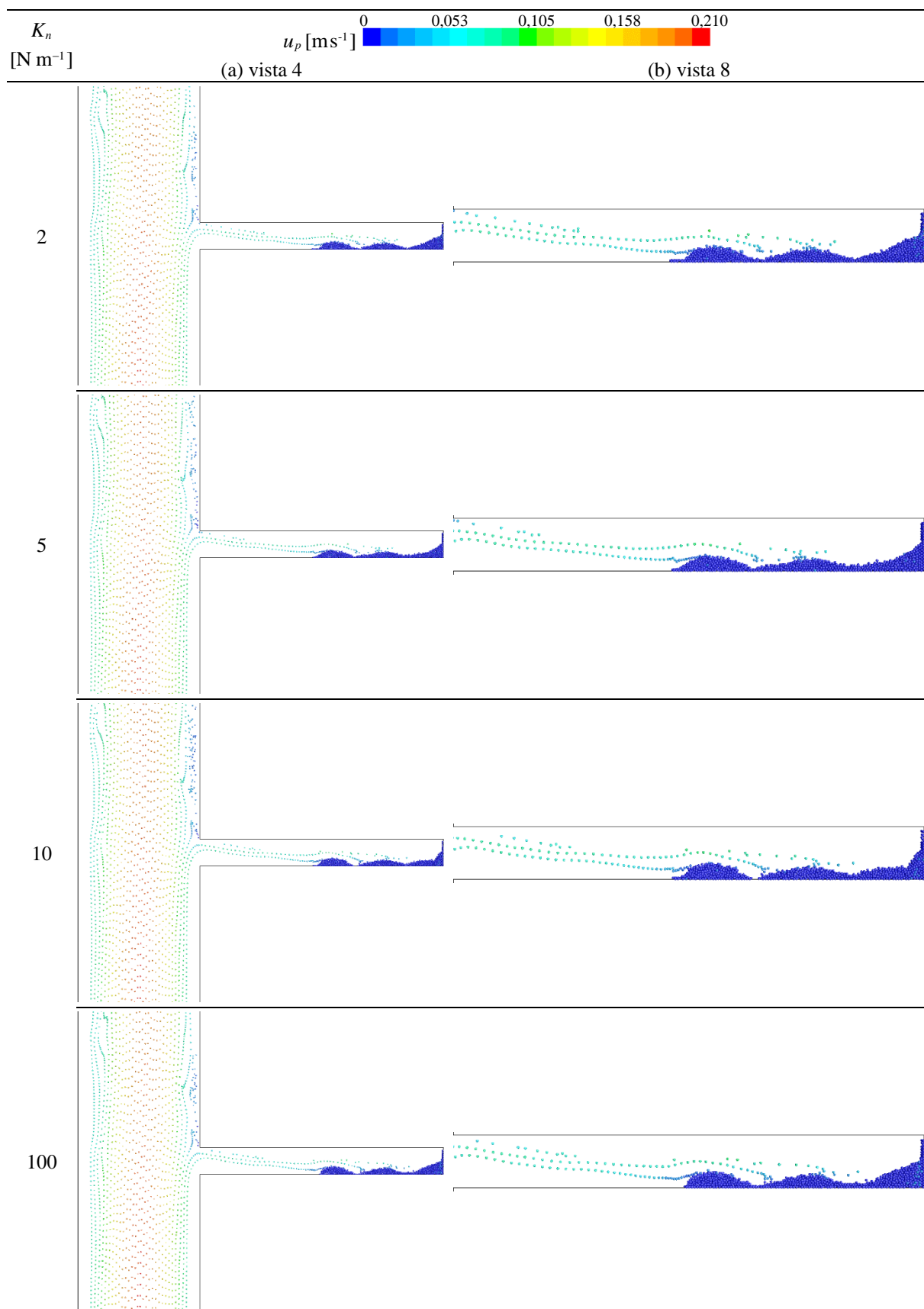


Figura E.17. Teste da constante de rigidez das partículas com passo de tempo correto:  
(a) vista 4; (b) vista 8. Resultados para  $t_{ip} = 10$  s .

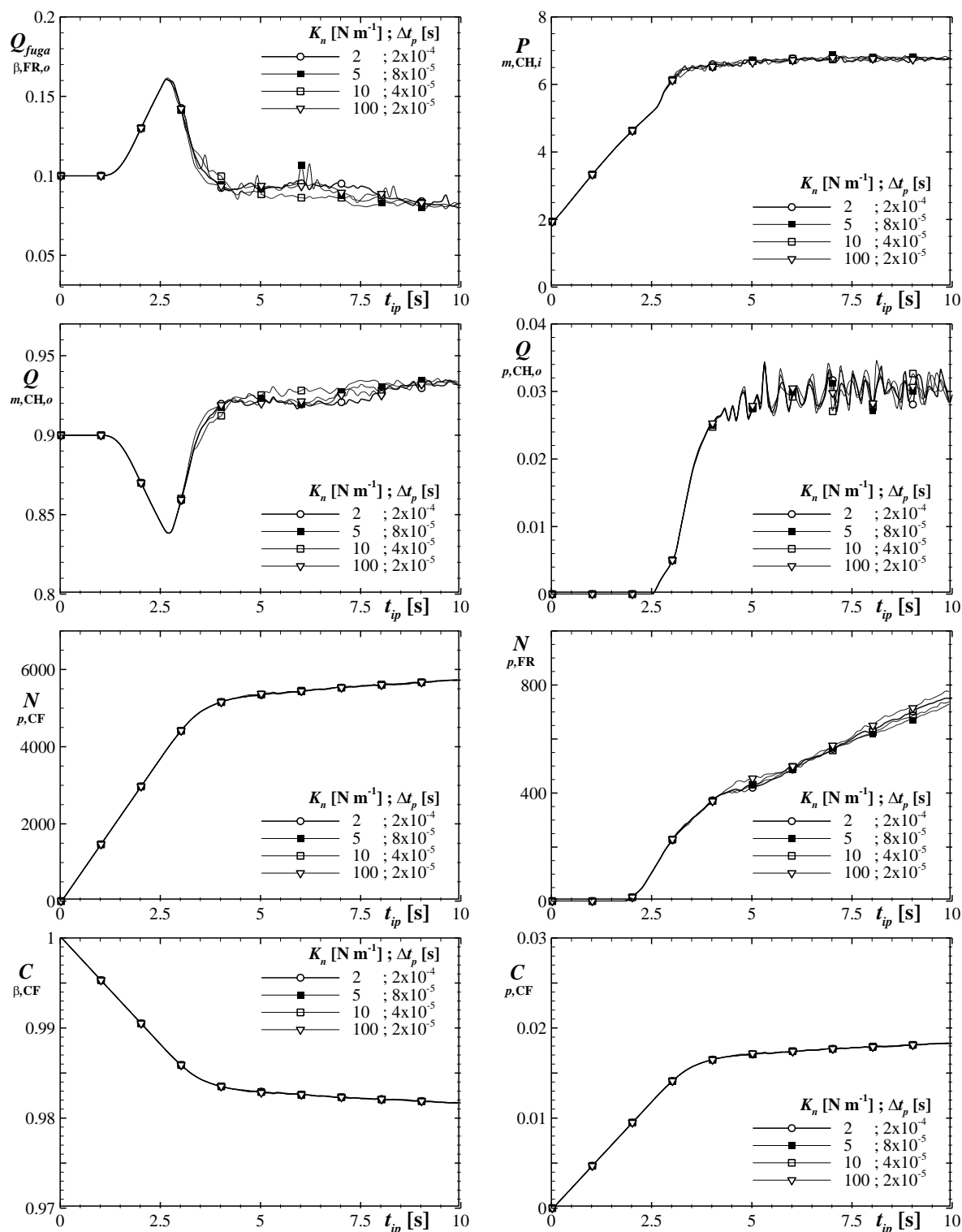


Figura E.18. Parâmetros de monitoramento para variação da constante de rigidez da partícula.

## E.6. Coeficiente de restituição

A Figura E.19 apresenta os resultados para o teste do coeficiente de restituição para o par de colisão partícula-partícula ( $e_{p-p}$ ), que influenciam nas forças de colisões, considerando  $\Delta t_p = 2 \times 10^{-4}$  [s] e  $K_n = 2$  [N m<sup>-1</sup>].

Observa-se na Figura E.19 que existe uma diferença nos valores de fração volumétrica conforme o coeficiente é reduzido.

Outra característica observada é a diferente concentração de partículas adjacentes à parede do canal após a região da fratura, devido ao gradiente de velocidade que proporciona algumas colisões na entrada da fratura. Quanto menor o coeficiente de restituição maior é a perda de velocidade das partículas nas colisões.

A Figura E.20 apresenta os parâmetros de monitoramento ao longo do processo de preenchimento da fratura. Observa-se a mudança pouco significativa destes parâmetros.

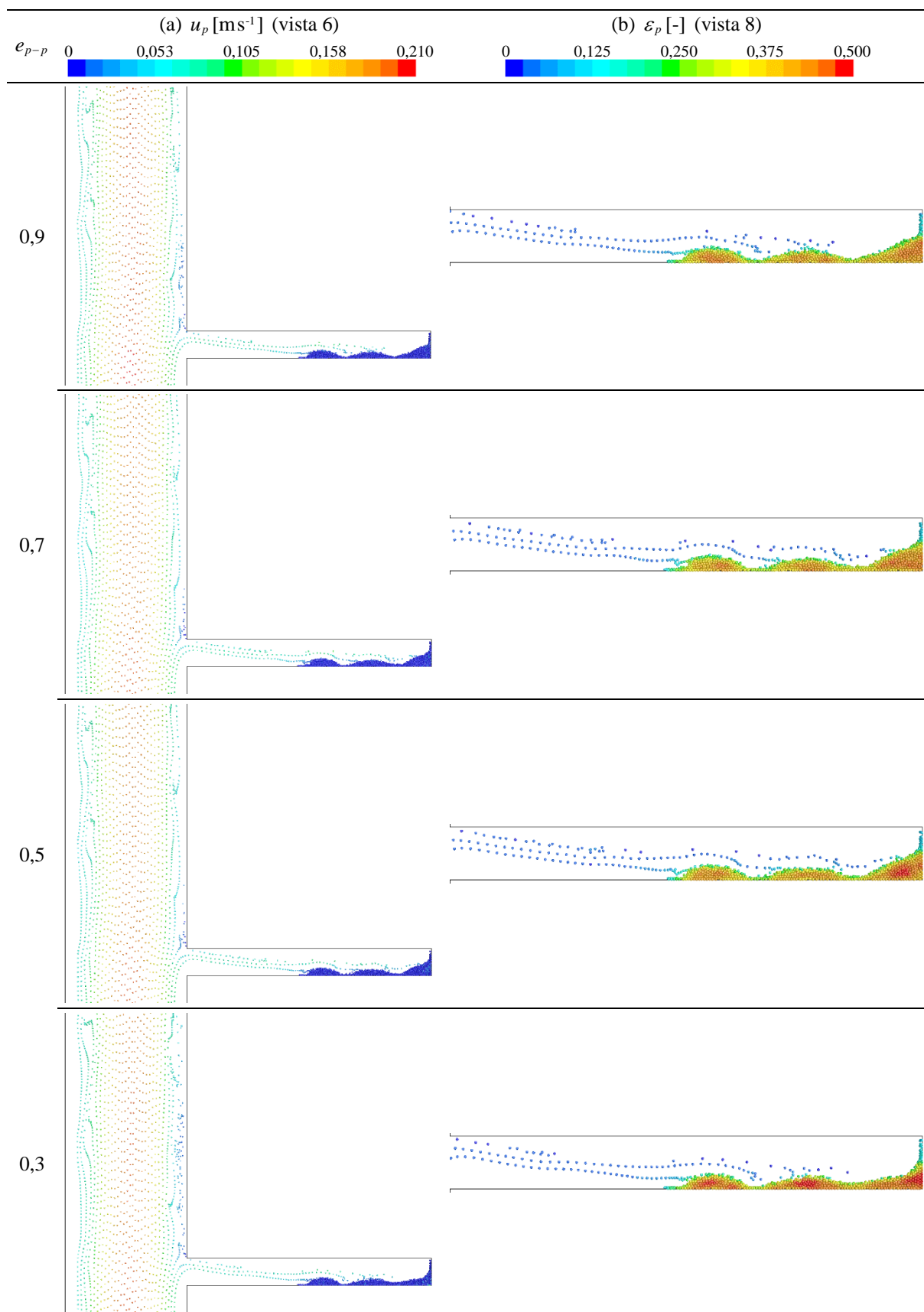


Figura E.19. Teste do coeficiente de restituição da partícula: (a)  $u_p$  (vista6); (b)  $\varepsilon_p$  (vista8). Resultados para  $t_{ip} = 10\text{s}$ .



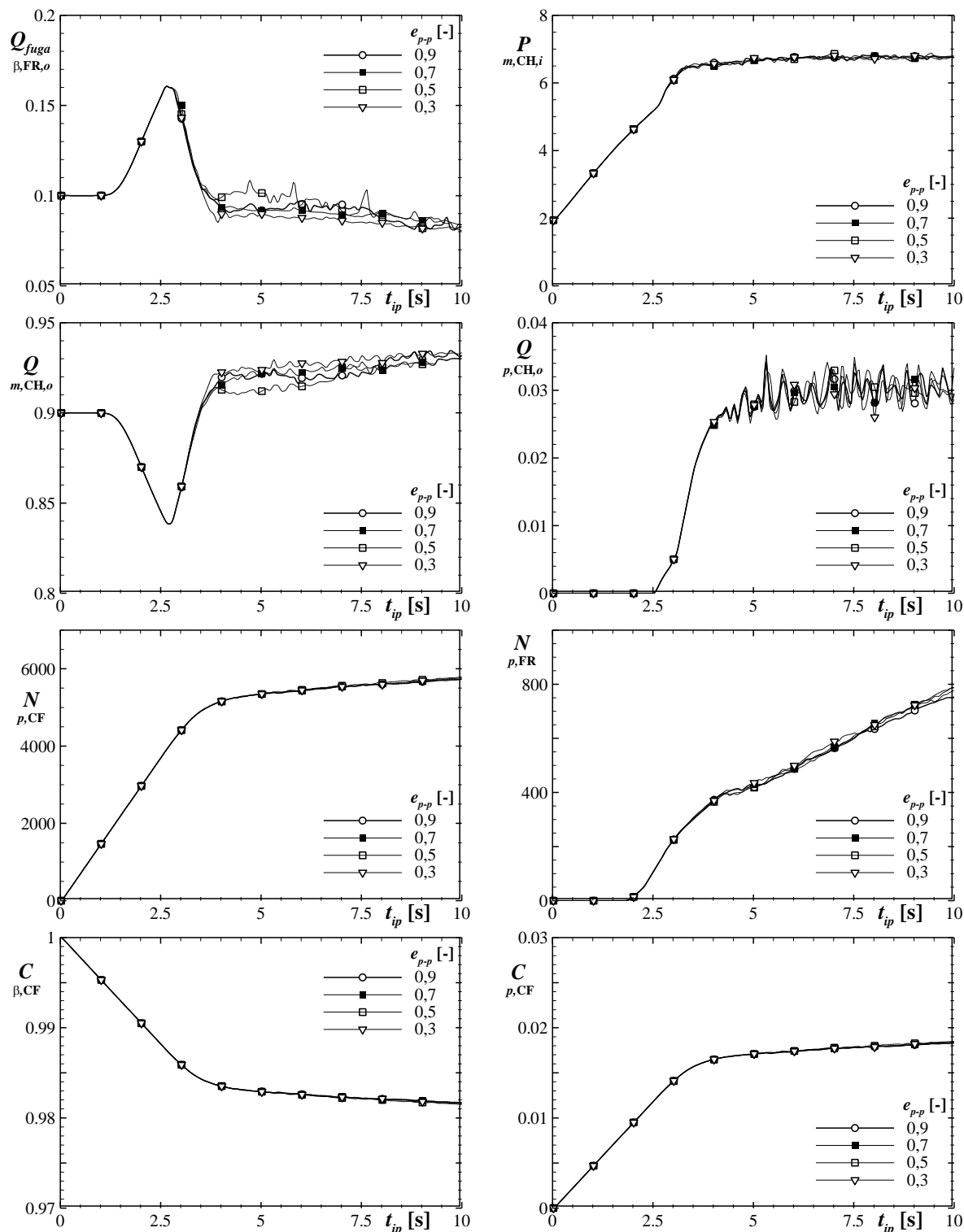


Figura E.20. Parâmetros de monitoramento para variação do coeficiente de restituição.

## E.7. Coeficiente de atrito tangencial

A Figura E.21 apresenta os resultados para o teste do coeficiente de atrito tangencial das partículas. Observa-se que quanto maior o valor do coeficiente maior é a tendência de empilhamento das partículas depositadas, impedindo de certa maneira o deslizamento das partículas na direção tangencial do comprimento do volume unitário. Outra característica observada é a mudança pouco significativa do formato do preenchimento da fratura para tempos maiores de simulação.

Na Figura E.22 é observado os parâmetros de monitoramento do processo de preenchimento para os diferentes coeficientes testados.

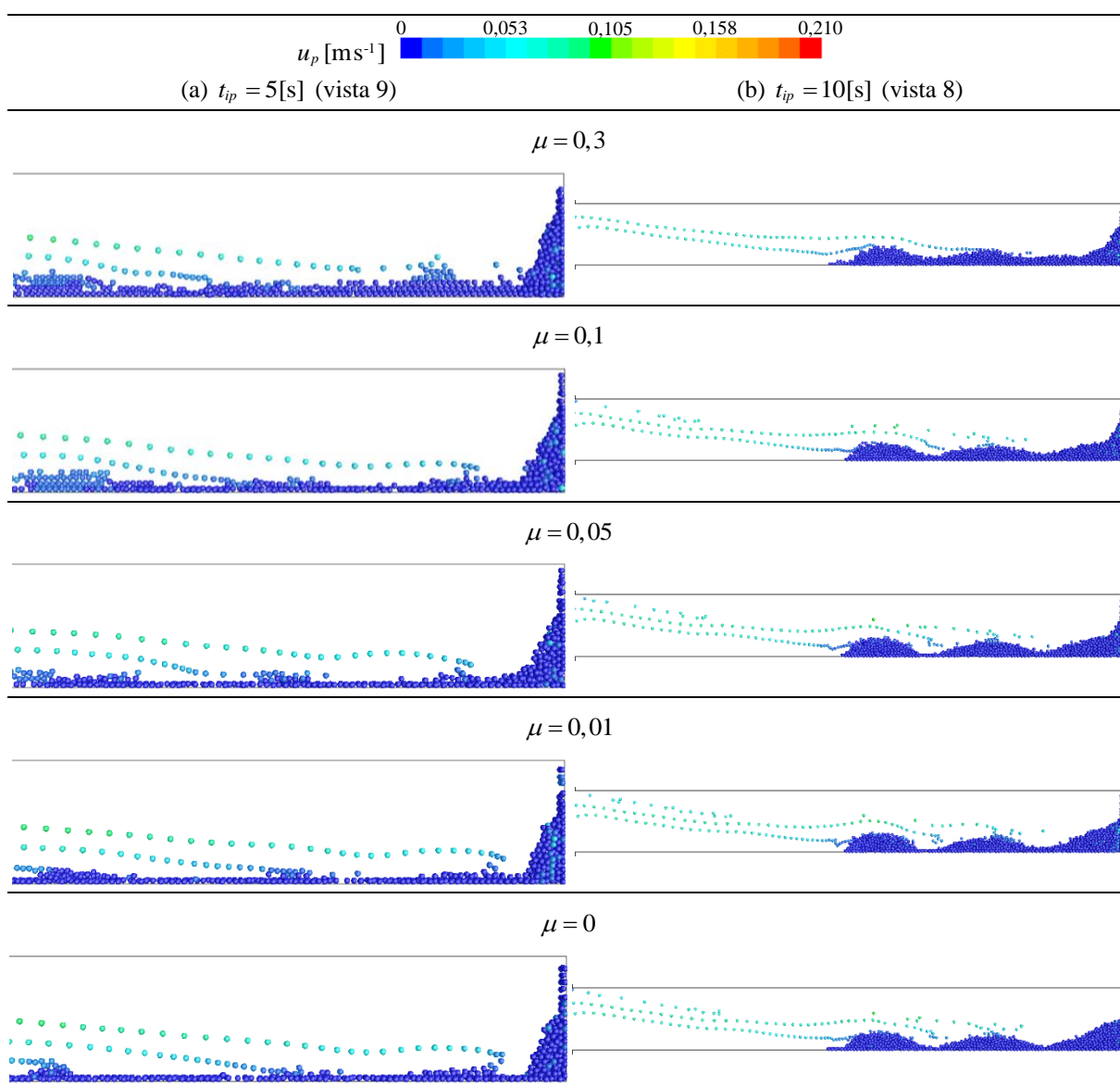


Figura E.21. Teste do coeficiente de atrito tangencial: (a)  $t_{ip} = 5\text{s}$  (vista9); (b)  $t_{ip} = 10\text{s}$  (vista8).

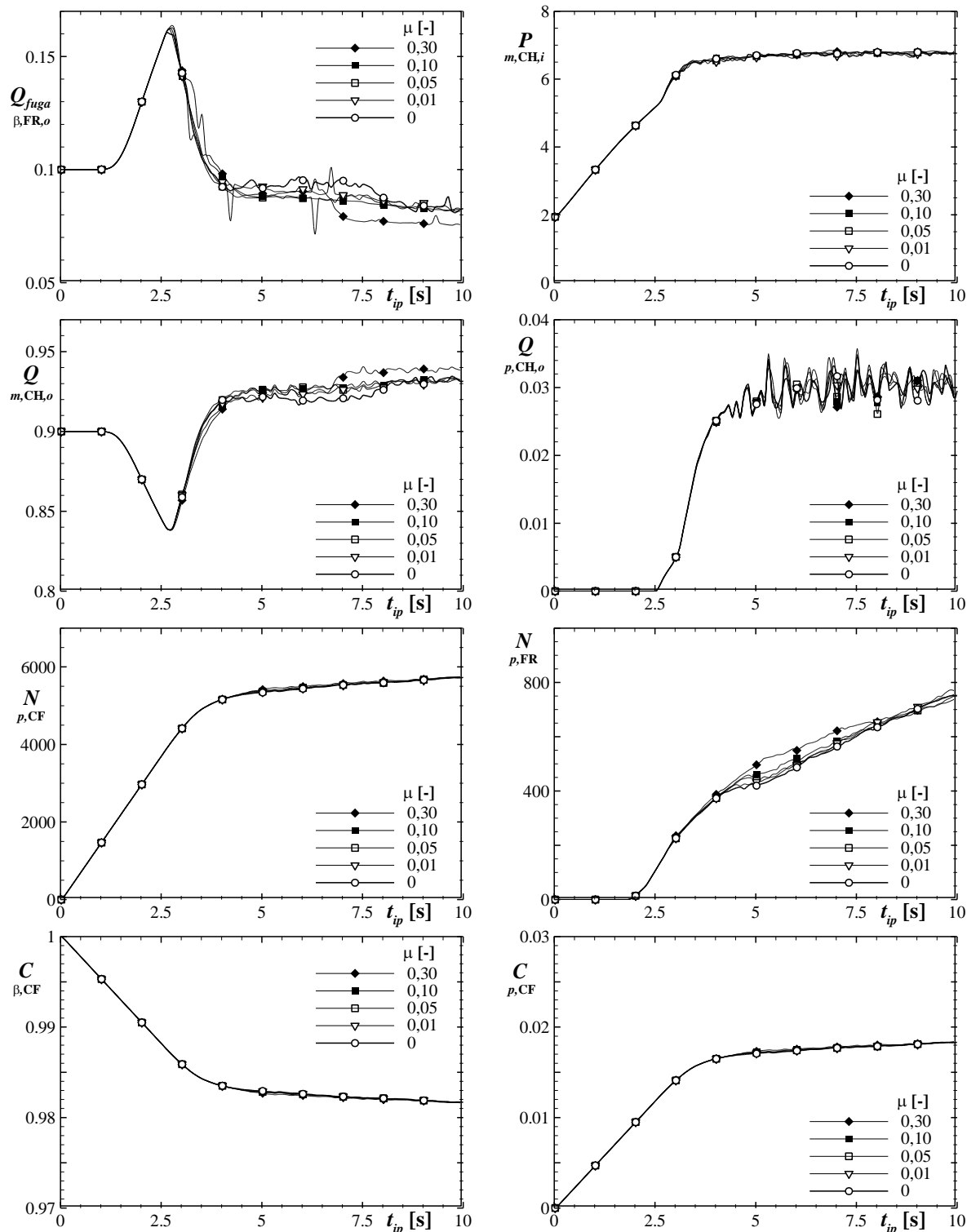


Figura E.22. Parâmetros de monitoramento para variação do coeficiente de atrito tangencial.

### **E.8. Posição da superfície de injeção das partículas**

A Figura E.23 apresenta os resultados para o efeito da variação da posição da superfície de injeção na região UP do canal.

Observa-se na Figura E.23 que existe uma grande diferença entre as formas de preenchimento quando comparadas para um mesmo instante de tempo. Este fato é devido à diferença de tempo em relação ao início da entrada das partículas na fratura.

Outro fator importante na análise deste parâmetro é a concentração de partículas do canal fraturado, que da mesma forma observada para o comprimento de saída do canal (Apêndice E.3), proporciona um aumento na perda de carga do canal quanto maior a distância da posição da injeção em relação a região da fratura.

Na Figura E.24 é observado os parâmetros de monitoramento do processo de preenchimento para cada teste da posição da superfície de injeção investigado.

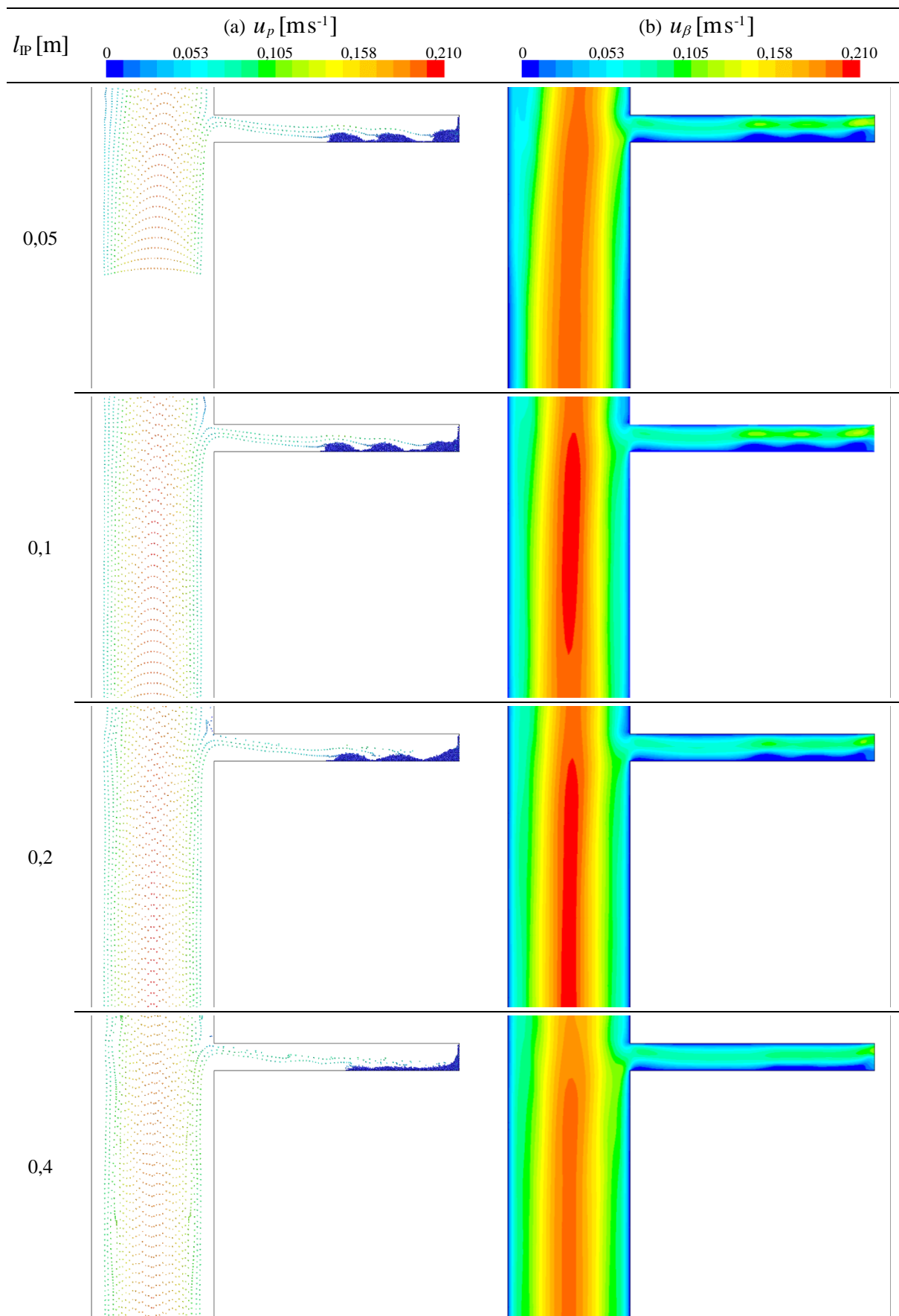


Figura E.23. Teste da posição da superfície de injeção (vista5): (a) trajetória das partículas; (b) perfil da velocidade do fluido. Resultados para  $t_{ip} = 10s$ .

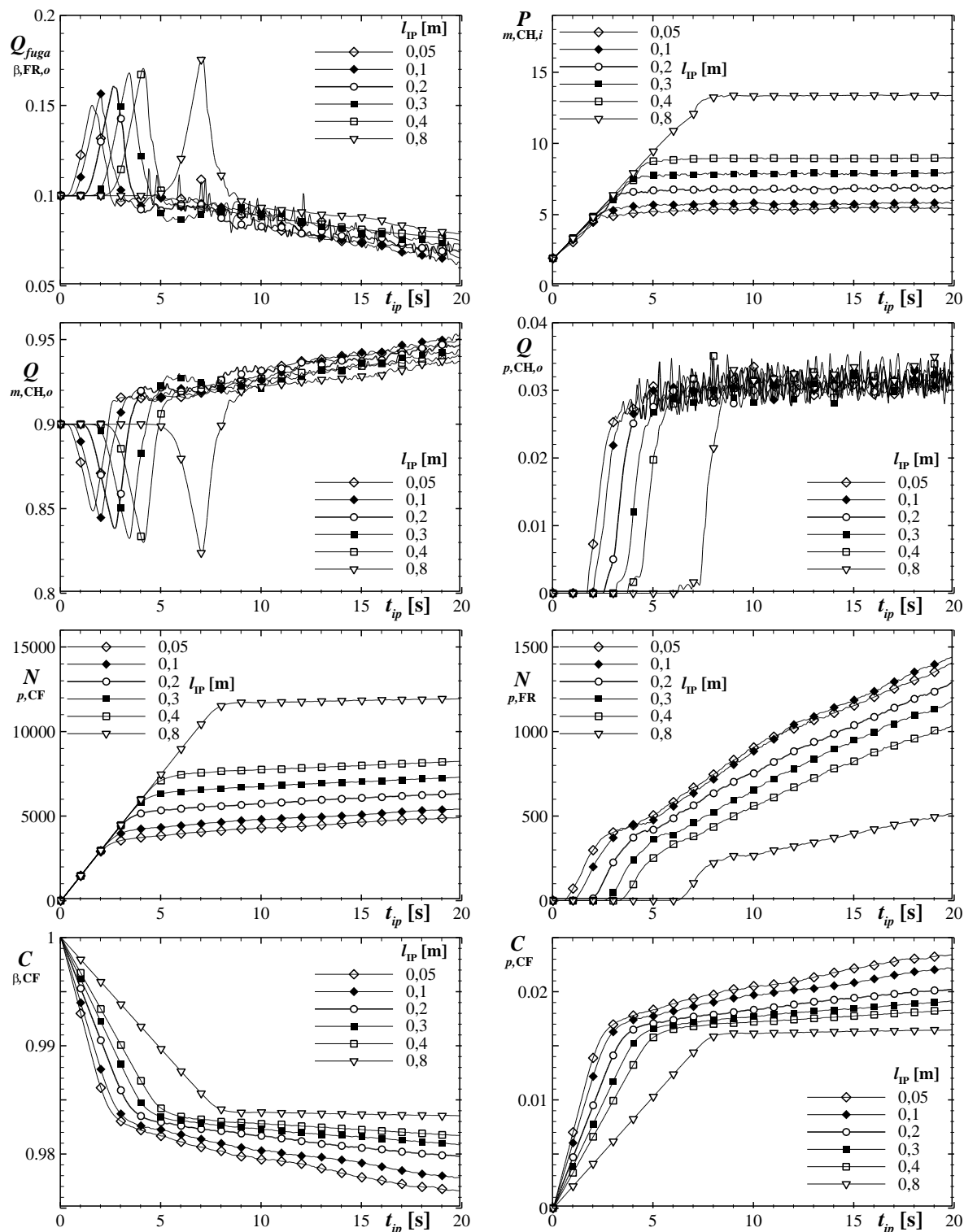


Figura E.24. Parâmetros de monitoramento para a variação do comprimento de saída do canal.

### **E.9. Comprimento da superfície de injeção das partículas**

Outro parâmetro que afeta o regime de escoamento tanto do fluido como das partículas é o comprimento (ou largura) da superfície de injeção. Quando este comprimento invade regiões de baixa velocidade (e.g., próximas a parede, interior da camada limite) surgem zonas de estagnação das partículas, que proporcionam divergências numéricas devido à sobreposição de partículas na região de injeção.

A Figura E.25 apresenta os resultados para o teste do comprimento da superfície de injeção adequada para as simulações. Observa-se que quanto menor a superfície existe uma tendência do fluido a escoar próximo a parede. Por este motivo, deve-se obter uma relação adequada para o comprimento de injeção que não altere o perfil desenvolvido do fluido.

Na Figura E.26 são observados os parâmetros de monitoramento para o teste de diferentes comprimentos da superfície de injeção.

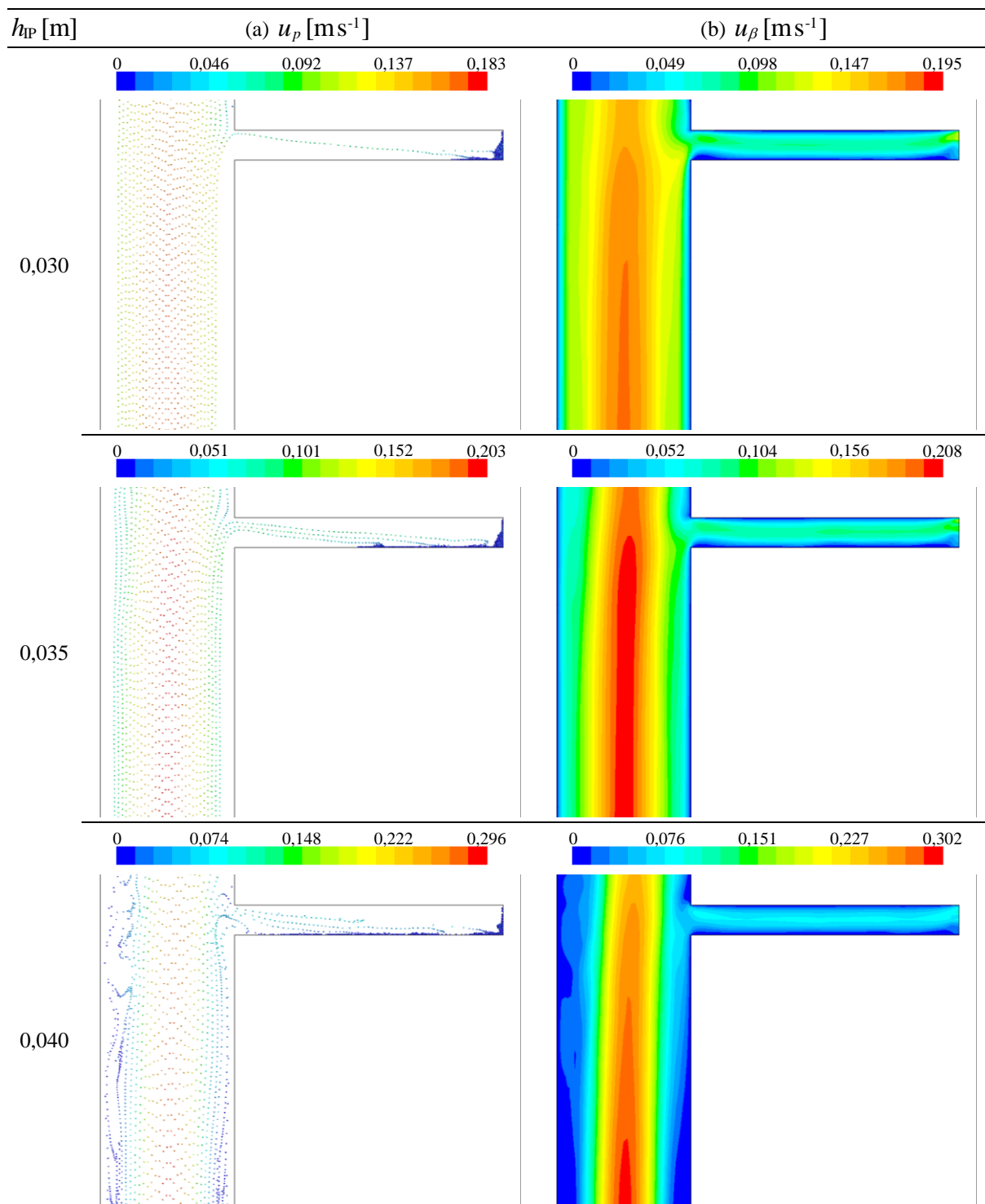


Figura E.25. Teste do comprimento da superfície de injeção (vista5): (a) trajetória das partículas; (b) perfil da velocidade do fluido. Resultados para  $t_{ip} = 5s$ .



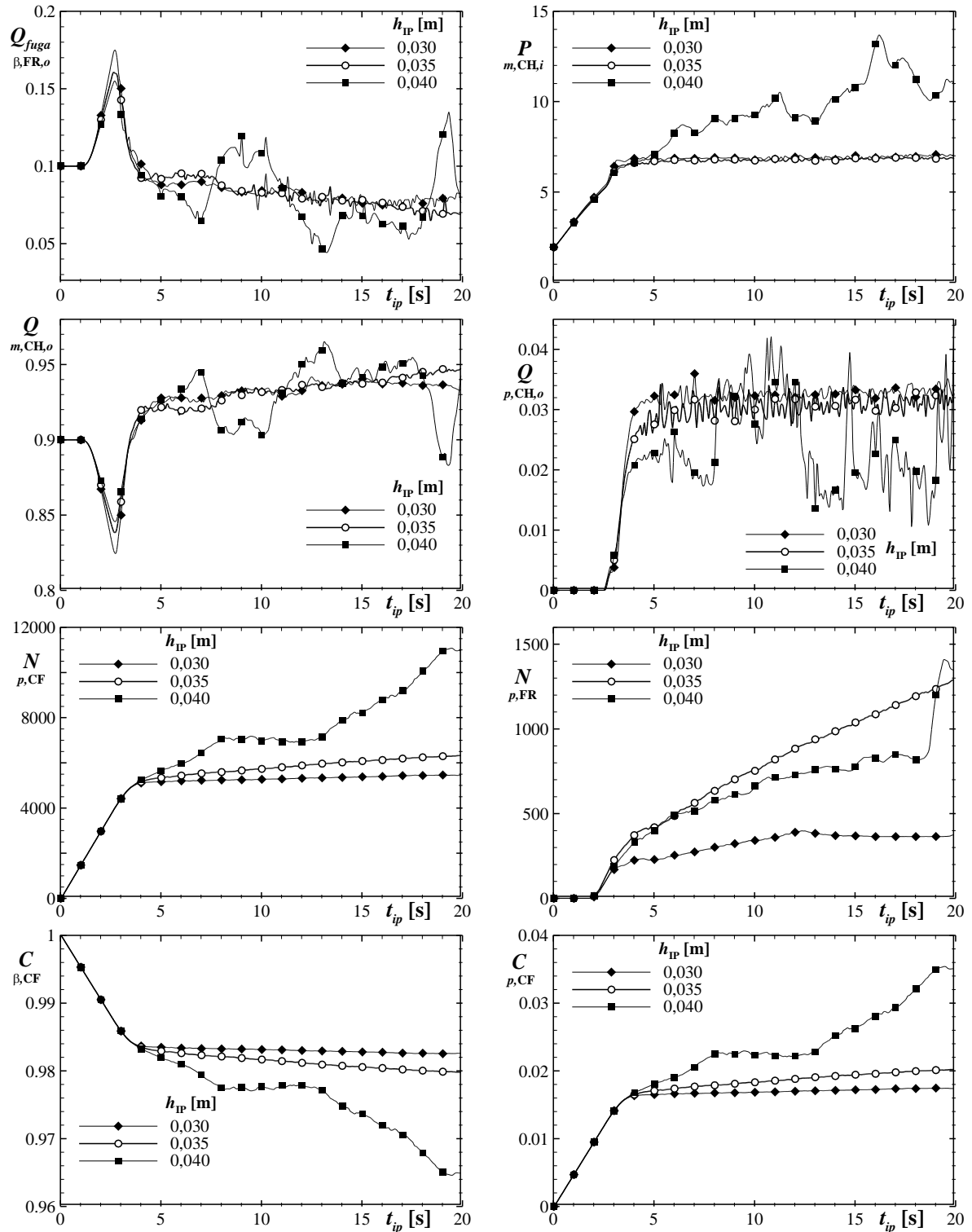


Figura E.26. Parâmetros de monitoramento para a variação do comprimento da superfície de injeção.

## E.10. Modelo de arrasto

Nesta seção são apresentados os testes para os diferentes modelos de arrasto, para o cálculo do coeficiente de arrasto  $C_D$ , utilizado na força de interação de arrasto.

Os modelos disponíveis no programa ANSYS FLUENT (FLUENT, 2012) para a abordagem lagrangeana utilizada, são: i) Morsi-Alexander; ii) Syamlal-O'Brien; iii) Wen-Yu; iv) Gidaspow.

A Figura E.27 apresenta o preenchimento do canal fraturado em um determinado momento para os diferentes modelos de coeficiente de arrasto testados. Resultados são observados para a disposição das partículas coloridos em função da velocidade e concentração das partículas.

Na Figura E.28 são apresentados os parâmetros de monitoramento para o processo de preenchimento ao longo do tempo.

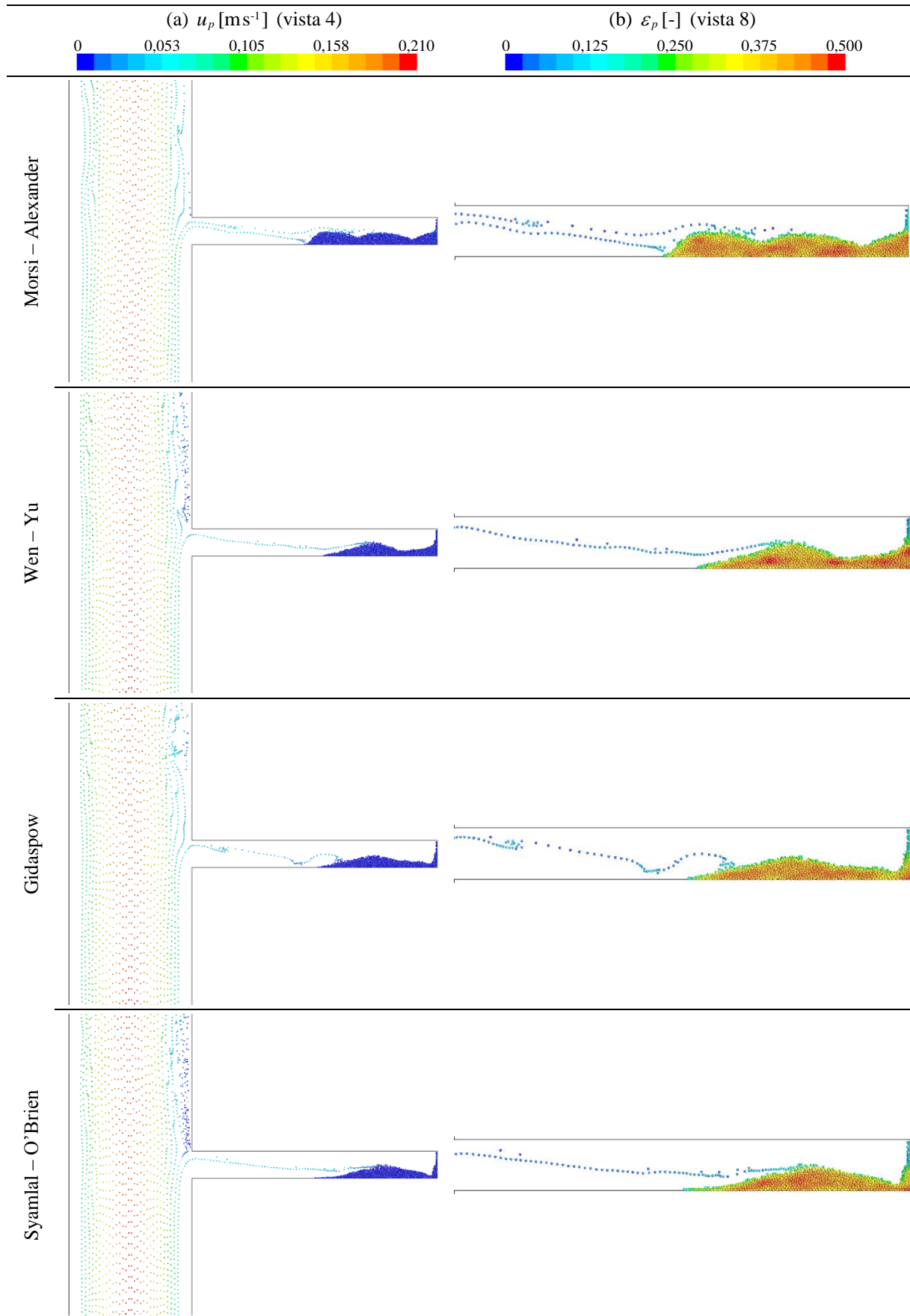


Figura E.27. Teste do modelo de arrasto: (a)  $u_p$  (vista4); (b)  $\epsilon_p$  (vista8).  
Resultados para  $t_{ip} = 20\text{s}$ .

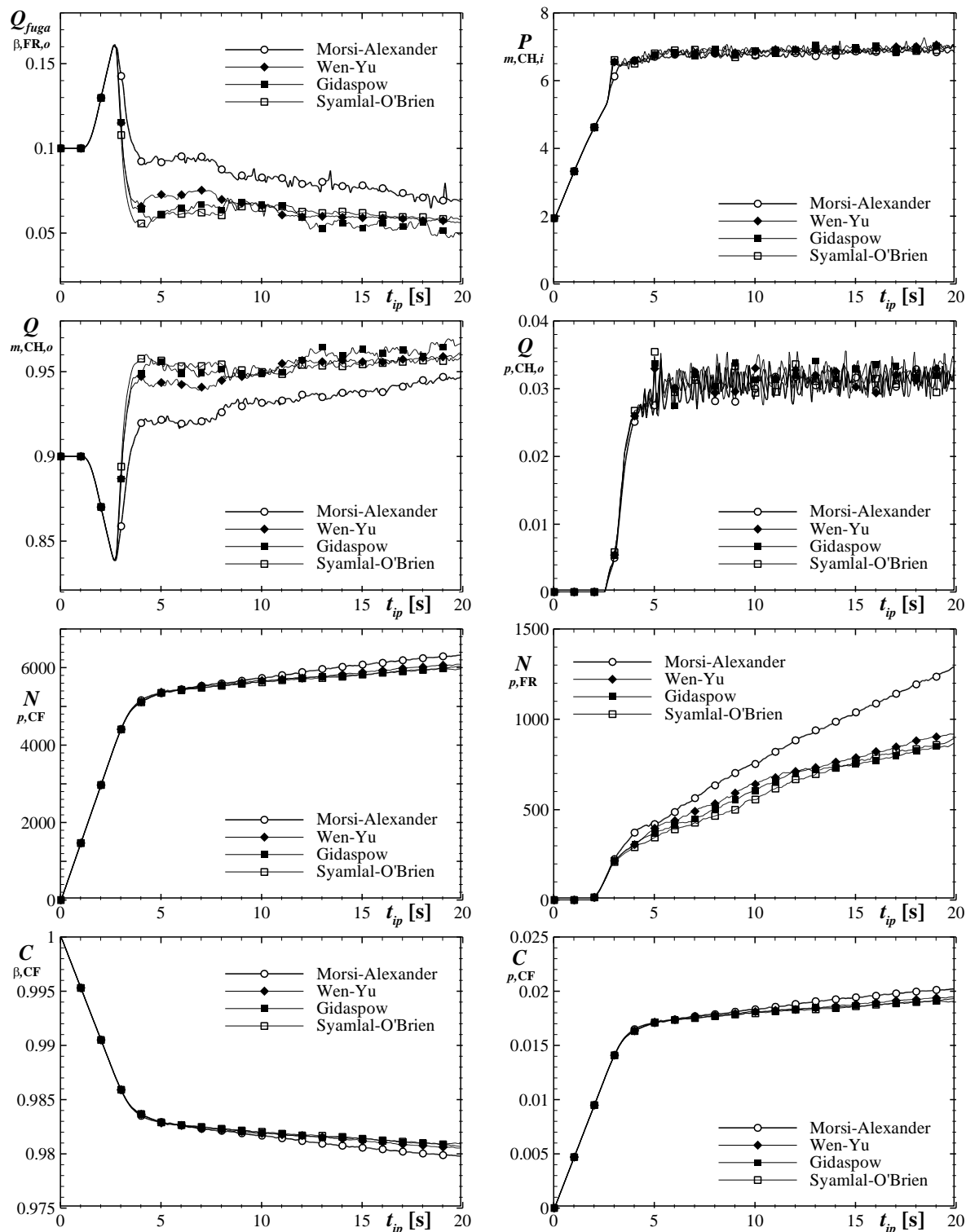


Figura E.28. Parâmetros de monitoramento para os modelos de arrasto.

### E.11. Forças de interação

Nesta seção são apresentados os testes para as forças  $\mathbf{F}_{ls}$ ,  $\mathbf{F}_{vm}$ ,  $\mathbf{F}_{pg}$ . A Figura E.29 apresenta a comparação de duas configurações: com e sem a presença das três forças para dois instantes de tempo.

Na Figura E.30 são apresentados os resultados para os testes realizados com a ausência de cada uma das três forças separadamente. Observa-se que a ausência da força  $\mathbf{F}_f$  apresenta uma maior diferença para o regime de escoamento particulado. Este fato é devido pela ausência do empuxo gerado sobre as partículas nas regiões adjacentes as paredes. Com isso, existe uma força devido ao movimento translacional das partículas, que deveria atuar de forma a expulsar as partículas para o interior do canal. Na Figura E.31 são apresentados os parâmetros de monitoramento do processo de preenchimento para cada teste de ausência de força realizado.

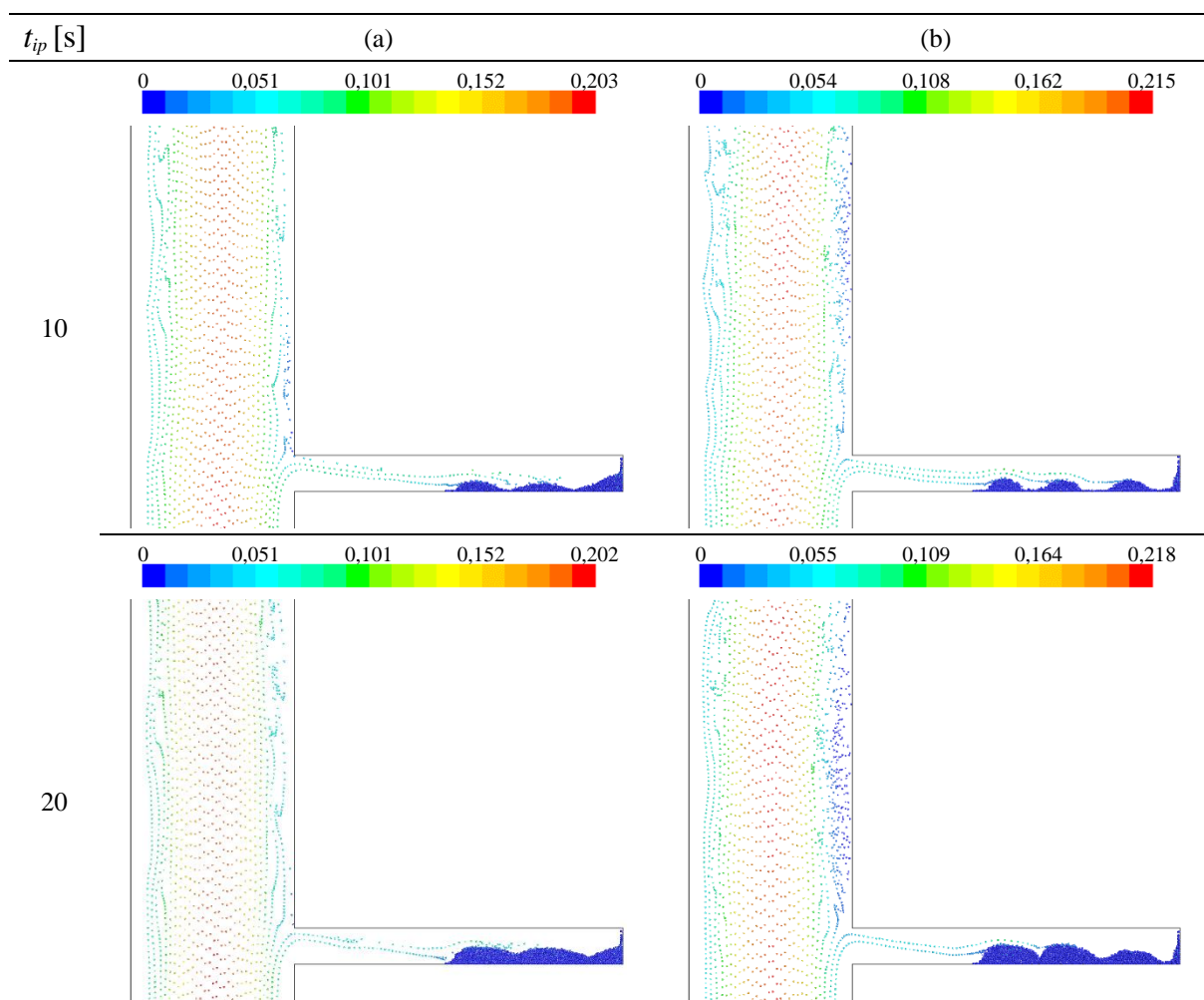


Figura E.29. Teste das forças de interação (vista6): (a) presença de todas as forças; (b) ausência de todas as forças.

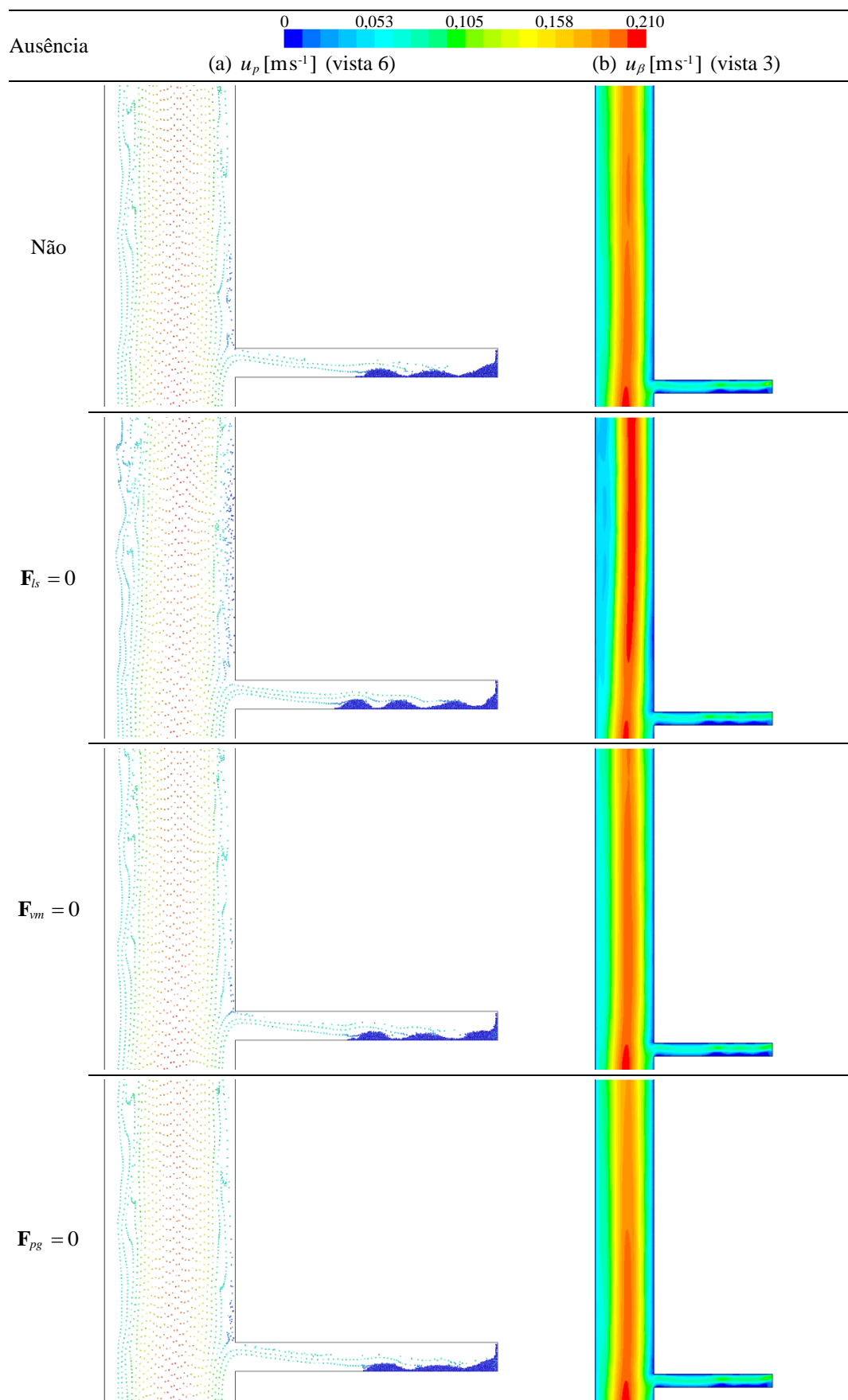


Figura E.30. Teste das forças de interação: (a) trajetória das partículas (vista6); (b) perfil da velocidade do fluido (vista3). Resultados para  $t_{ip} = 10\text{s}$ .

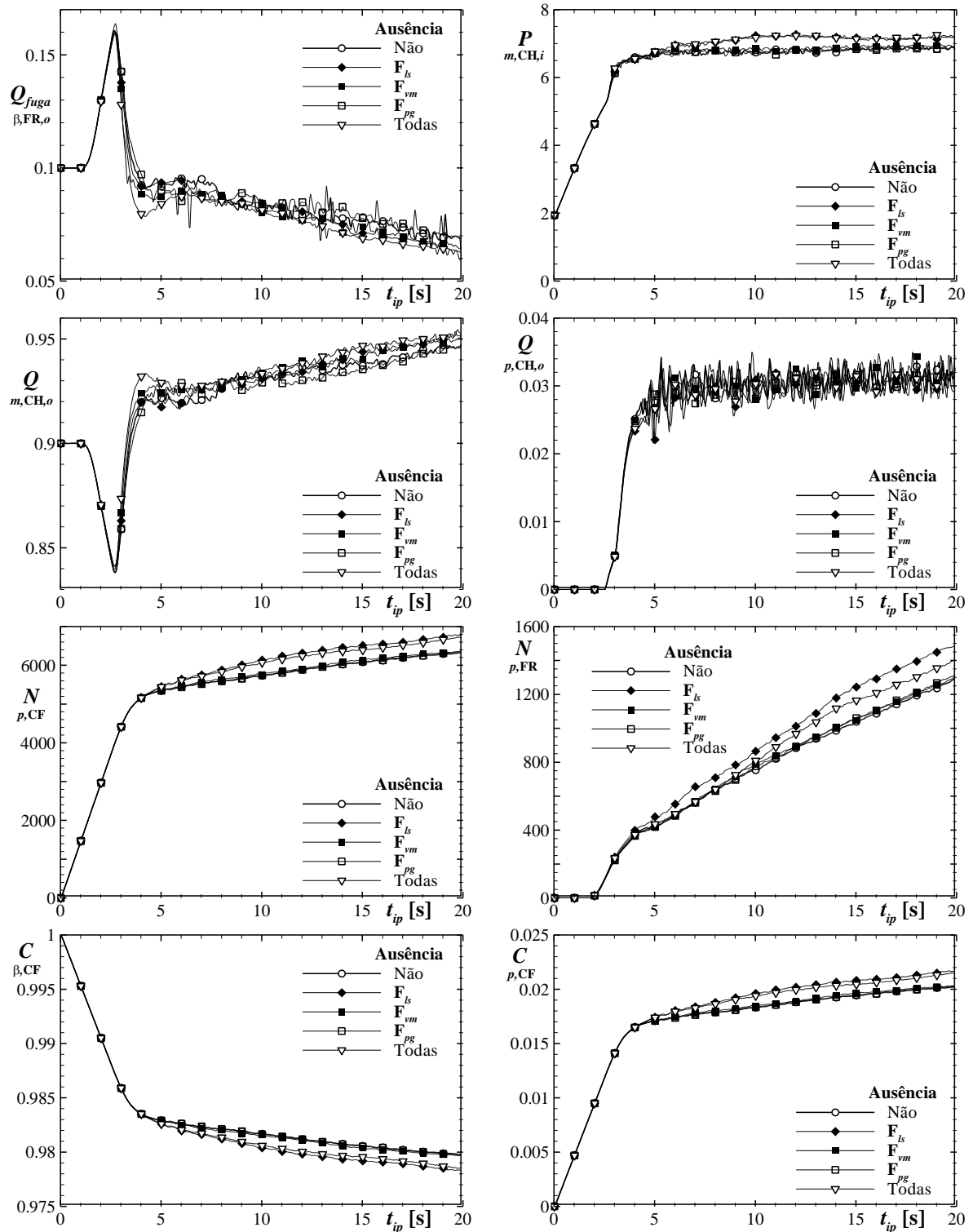


Figura E.31. Parâmetros de monitoramento para a variação das forças de interação.