

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

VINÍCIUS GUSTAVO POLETTO

**MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA DEPOSIÇÃO DE
PARTÍCULAS EM MEIO POROSO: UM ESTUDO DA FORMAÇÃO DE REBOCO
DURANTE A PERFURAÇÃO DE POÇOS DE PETRÓLEO**

DISSERTAÇÃO

CURITIBA

2017

VINÍCIUS GUSTAVO POLETTO

**MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA DEPOSIÇÃO DE
PARTÍCULAS EM MEIO POROSO: UM ESTUDO DA FORMAÇÃO DE REBOCO
DURANTE A PERFURAÇÃO DE POÇOS DE PETRÓLEO**

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.

CURITIBA

2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

P762m
2017

Poletto, Vinícius Gustavo
Modelagem e simulação numérica da deposição de partículas em meio poroso : um estudo da formação de reboco durante a perfuração de poços de petróleo / Vinícius Gustavo Poletto. -- 2017,
184 f.: il. color.; 30 cm.

Texto em Português com resumo em Inglês.
Dissertação (Mestrado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Curitiba, 2017.
Bibliografia: f. 150-161.

1. Poços de petróleo -- Perfuração. 2. Escoamento bifásico. 3. Métodos de simulação. 4. Lagrange, Funções de. 5. Engenharia mecânica -- Dissertações. I. Junqueira, Silvio Luiz de Mello, orient. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná -- Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. III. Título.

CDD: 23. ed. -- 620.1

Biblioteca Central da UTFPR, Câmpus Curitiba
Bibliotecária: Maria Emília Pecktor de Oliveira CRB-9/1510

TERMO DE APROVAÇÃO DE DISSERTAÇÃO Nº 316

A Dissertação de Mestrado intitulada: **MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA DEPOSIÇÃO DE PARTÍCULAS EM MEIO POROSO: UM ESTUDO DA FORMAÇÃO DE REBOCO DURANTE A PERFURAÇÃO DE POÇOS DE PETRÓLEO**, defendida em sessão pública pelo candidato **Vinicius Gustavo Poletto**, no dia 08 de dezembro de 2017, foi julgada para a obtenção do título de Mestre em Engenharia, área de concentração: Engenharia de Térmica, e aprovada em sua forma final, pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais – PPGEM.

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Silvio Luiz de Mello Junqueira - UTFPR

Prof. Cezar Otaviano Ribeiro Negrão, Ph.D. - UTFPR

Prof. Dr. Moisés Alves Marcelino Neto – UTFPR

Prof. José Luis Lage, Ph.D. – SMU/Dallas

A via original deste documento encontra-se arquivada na Secretaria do Programa, contendo a assinatura da Coordenação após a entrega da versão corrigida do trabalho.

Curitiba, ____ de _____ de 20__.

Carimbo e Assinatura do (a) Coordenador (a) do Programa

AGRADECIMENTOS

A meus pais Edison G. Poletto e Sandra M. T. Poletto pelos exemplos de bondade, generosidade e humildade. À Erick Festa por tornar a minha vida uma obra da qual vale a pena participar e sempre me surpreender com novas formas de evoluir como pessoa e de enobrecer a alma.

Ao Prof Silvio L. M. Junqueira por ter me confiado uma oportunidade de desenvolver um trabalho à nível de mestrado, pela orientação, amizade e conselhos.

Ao Eng. Fernando C. De Lai pela dedicação fundamental à orientação desse trabalho e por todos os conselhos essenciais à vida acadêmica. Infelizmente, não foi possível creditá-lo como coorientador, mas moralmente não há como ter uma consideração diferente.

Aos membros da banca Prof. Cezar O. R. Negrão, Prof Moisés A. M. Neto e Prof José L. Lage pelas sugestões, contribuições e, principalmente, por terem compartilhado valiosas experiências acadêmicas.

A realização desse trabalho não seria possível sem o apoio técnico dos alunos de iniciação científica do LaMP-CERNN, que demonstraram responsabilidade e conhecimento para auxiliar na realização das simulações e na sintetização dos resultados. Coorientá-los foi uma experiência edificante e honrosa. Gostaria de agradecer a Allan P. Camargo, Daniel M. Parisotto, Igor M. Suyama, Marcus V. A. Castanho, Filippo M. S. Cardoso e Victor S. L. Barros.

Aos amigos da UTFPR: Alan Lugarini, Carlos “Gaúcho”, Cássio Luis Schneider, Diogo Andrade, Gabriel Merhy, Giovani Fritoli, Guilherme “12”, Holmes “Shakira” Ripoll, James Romanó, Marcos Vinicius Barbosa, Nezia de Rosso, Ricardo Bazarin, Rubens Fernandes, Saul Peliano e Tainan Gabardo, Vinicius “Cabelo” Daroz.

A todos os membros do Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos (CERNN).

POLETTI, VINÍCIUS GUSTAVO. **Modelagem e simulação numérica da deposição de partículas em meio poroso: um estudo da formação de reboco durante a perfuração de poços de petróleo.** Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 185 páginas, 2017.

RESUMO

O fenômeno de perda de circulação é consequência da perfuração de poços de petróleo e gás em substratos permeáveis e é caracterizado pelo influxo de fluido de perfuração da região anular para a formação. Além dos custos adicionais relacionados com a necessidade constante de reposição do fluido perdido, danos à formação nas adjacências do poço são de ocorrência comum. Uma potencial solução é a adição de materiais de perda de circulação (*LCMs*) ao fluido de perfuração para que uma camada de reboco se forme na parede do poço em filtração dinâmica. Neste trabalho, o escoamento bifásico líquido-sólido é simulado numericamente através de uma abordagem de Euler-Lagrange para representar o crescimento do reboco na interface poço-formação. A região anular do poço é idealizada como um canal vertical de seção transversal retangular em contato com um meio poroso anisotrópico, o qual é concebido na escala do poro (heterogêneo) como um arranjo de cilindros alternados. O escoamento particulado é ascendente e eventualmente as partículas, as quais representam o *LCM*, abandonam o canal adentrando o meio poroso onde pode ocorrer a geração do reboco. A simulação é realizada através do Método de Fase Discreta Densa (*DDPM*) no qual as equações da fase sólida e fluida são solucionadas separadamente. O Método dos Elementos Discretos (*DEM*) é empregado para calcular as interações de contato (colisão e atrito). A caracterização do combate à perda de circulação é realizada através da redução da vazão de fuga ao longo do tempo. Resultados mostram o efeito da variação do número de Reynolds no canal (125, 250, 500), da vazão inicial de fuga (5, 10, 20%), do diâmetro das partículas (0,50; 0,75; 1,00 mm), da razão de massa específica partícula-fluido (1,5; 2,5) e da configuração do meio poroso (porosidade, número de cilindros e garganta de poro). A eficiência do reboco na redução da vazão de fuga recai na formação de um plugue de partículas que seja capaz de obturar toda a altura do meio poroso, não permitindo que haja gargantas de poros desobstruídas. Tal aspecto é favorecido pela redução do diâmetro e da razão de massa específica, bem como pelo aumento do Reynolds e da vazão inicial de fuga.

Palavra chave: formação de reboco, perda de circulação, filtração dinâmica, *LCM*, *DDPM*, *DEM*.

POLETTO, VINÍCIUS GUSTAVO. **Modelagem e simulação numérica da deposição de partículas em meio poroso: um estudo da formação de reboco durante a perfuração de poços de petróleo.** Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 185 páginas, 2017.

ABSTRACT

The lost circulation is a consequence of the well drilling in a permeable substrate, being characterized by the drilling fluid influx to the porous formation. Despite the additional costs associated with the need of continuous fluid replacement, another misfortune is the irreversible formation damage due to the fluid invasion, which may reflect negatively throughout the productive life of the well. Therefore, it is of utter importance to make use of preventive and corrective techniques, like the addition of lost circulation materials (LCM) to the drilling fluid. The LCM particles deposit over the porous formation under dynamic filtration and create a mud cake (filter cake) that helps diminishing the fluid invasion flow rate. In this work, the liquid-solid two-phase flow is numerically simulated via an Euler-Lagrange approach to represent the mud cake growth. The well annular region is considered as a vertical channel bounded by an anisotropic porous formation. The porous medium is conceived in the pore-scale as a periodic array of staggered cylinders. The fluid flows upward through the channel carrying the solid particles that mimic the LCM's. The particles might eventually get into the porous formation and deposit, creating the mud cake. The equations for the fluid flow and for the particles movement are solved separately via the Dense Discrete Phase Model (DDPM). The particle-particle and particle-wall interactions like collision and friction are calculated via the Discrete Element Methods that is coupled to the DDPM. The effectiveness of the lost circulation mitigation is evaluated mainly by the decrease in the fluid invasion flow rate over time. The results demonstrate the influence of the variation of the Reynolds number on the channel (125, 250, 500), the initial fluid invasion flow rate (5, 10, 20%), the particles diameter (0.50, 0.75, 1.00 mm), the particle-fluid specific mass ratio (1.5, 2.5) and the configuration of the porous medium (porosity, number of cylinders and pore throat).

Key words: mud cake formation, filter cake formation, lost circulation dynamic filtration, DDPM, DEM.

SUMÁRIO

1.	INTRODUÇÃO.....	21
1.1.	Caracterização do problema	24
1.2.	Objetivos gerais.....	28
2.	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	29
2.1.	Escoamento bifásico líquido-sólido	29
2.2.	Escoamento monofásico em meios porosos	34
2.3.	Escoamento líquido-sólido em meio poroso.....	37
2.4.	Revisão da literatura	38
2.5.	Síntese do Capítulo 2.....	42
3.	FORMULAÇÃO DO PROBLEMA	43
3.1.	Geometria do problema.....	43
3.2.	Condições de contorno e iniciais.....	49
3.3.	Formulação matemática	52
3.4.	Formulação para o fluido.....	52
3.5.	Formulação para a fase discreta	56
3.6.	Síntese do Capítulo 3.....	60
4.	MODELAGEM NUMÉRICA	61
4.1.	Modelo de Fase Discreta Densa – DDPM.....	61
4.2.	Método dos Elementos Discretos – DEM.....	68
4.3.	Procedimento de solução do escoamento bifásico líquido-sólido	74
4.4.	Parâmetros de injeção das partículas	77
4.5.	Síntese do Capítulo 4.....	79
5.	RESULTADOS DE VERIFICAÇÃO	80
5.1.	Velocidade terminal de partícula esférica.....	80
5.2.	Colisão normal de partícula.....	81
5.3.	Colisão oblíqua de partículas em superfície rugosa.....	83
5.4.	Escoamento líquido-sólido em canal horizontal	85
5.5.	Deposição de partículas em meio poroso heterogêneo	87
5.6.	Síntese do Capítulo 5.....	88
6.	RESULTADOS.....	90
6.1.	Parâmetros do problema.....	90

6.2.	Concepção do meio poroso heterogêneo	96
6.3.	Caracterização da permeabilidade do meio poroso	99
6.4.	Fenômeno de perda de circulação	105
6.5.	Testes preliminares para a formação de reboco	112
6.6.	Formação de reboco em filtração dinâmica	114
6.7.	Efeito do diâmetro da partícula.....	120
6.8.	Efeito da razão de massa específica partícula-fluido	124
6.9.	Efeito do número de Reynolds no canal.....	129
6.10.	Efeito da vazão de fuga	132
6.11.	Efeito do meio poroso	135
7.	CONCLUSÕES.....	146
7.1.	Sugestões para trabalhos futuros.....	148
	REFERÊNCIAS	149
APÊNDICE A.	FORÇAS SOBRE PARTÍCULAS.....	161
APÊNDICE B.	MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS.....	166
APÊNDICE C.	CARACTERIZAÇÃO DO MEIO POROSO.....	170
APÊNDICE D.	SIMULAÇÕES PRELIMINARES.....	173
APÊNDICE E.	TESTE DE MALHA.....	181

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Representação esquemática de regiões severas ao processo de perda de circulação. Adaptado de Almagro et al. (2014).	23
Figura 1.2: Processo de formação de reboco. (a) Vista geral do sistema poço-formação. (b) detalhe da parede do poço com reboco externo e interno. Adaptado de Civan (2007) e Kalantariasl e Bedrikovetsky (2015).	25
Figura 1.4 – Micrografia do reboco (partículas cinzas) depositado sobre uma formação geológica (partículas brancas). (Li e He, 2015).....	27
Figura 2.1 – Representação das formas de interação entre as partículas e o fluido. Adaptado de Loth et al (2006), De Lai (2013) e Loth (Loth, 2010).	31
Figura 2.2 – Escalas de análise para o escoamento líquido-sólido. Adaptado de De Lai (2013).	32
Figura 2.3 – Escalas de representação da estrutura porosa: (a) .meio homogêneo (modelo poro-contínuo); (b) meio heterogêneo (modelo contínuo); (c) idealização geométrica da estrutura porosa. Adaptado de De Lai et al. (2011).....	35
Figura 2.4 – Comportamento de partículas sólidas em meio poroso heterogêneo.	38
Figura 2.5 – Comparação entre os regimes de filtração estática e dinâmica. Adaptado de Vaussard et al. (1986).....	39
Figura 3.1 – Idealização da região anular do sistema poço-formação. (a) sistema poço-formação. (b) idealização no sistema de coordenadas Cartesiano.	44
Figura 3.2 – Célula periódica empregada para a concepção do meio poroso.	45
Figura 3.3 – Meio poroso heterogêneo modelado como um arranjo de cilindros alternados. (a) Dimensões principais. (b) Detalhe do esquema de contagem dos volumes elementares representativos.	46
Figura 3.4 – Geometria do problema.	48
Figura 3.5 – Etapas para a caracterização do fenômeno de invasão baseado na metodologia de De Lai (2013).	51

Figura 3.6 – Representação esquemática do contato entre duas partículas. (a) definição dos vetores unitários normal (n_{12}) e tangencial (t_{12}). (b) Atuação das forças de contato em cada partícula.	58
Figura 4.1 – Partícula 1 e 2 em contato. (a) Sobreposição normal. (b) Modelo de contato mecânico viscoelástico linear para contato normal.	69
Figura 4.2 – Fluxograma de procedimentos de cálculo dos métodos acoplados DDPM-DEM.	75
Figura 4.3 – Representação esquemática da disposição das partículas mm no instante da injeção.	78
Figura 5.1 – Comparação de resultados experimentais de Mordant e Pinton (2000), denotados por MP, para a velocidade terminal de partículas esféricas de vidro ($d_p=0,5$ mm e $\rho_p=2560$ kg/m ³) e aço ($d_p=1$ mm e $\rho_p= 7850$ kg/m ³).	81
Figura 5.2 – Comparação de resultados experimentas Gondret et al. (2002) para a colisão normal sucessiva de uma partícula de Teflon.	82
Figura 5.3 – Representação esquemática da colisão oblíqua em superfície rugosa.	84
Figura 5.4 – Comparação dos resultados experimentais de Di Renzo e Di Maio (2004) para a colisão oblíqua de partícula ($d_p=5$ mm e $\rho_p=4000$ kg/m ³) contra superfície rugosa: (a) ângulo de reflexão α_r em função do ângulo de incidência α_i ; (b) módulo da velocidade angular $ \omega_p _{AC}$ após a colisão em função do ângulo de incidência α_i	84
Figura 5.5 – Resultados para o escoamento líquido-sólido em canal horizontal: (a) resultados experimentais de Pereira et al. (2017); (b) resultados numéricos do presente trabalho.	86
Figura 5.6 – Comparação dos resultados numéricos de Lima (Lima et al., 2017) para os parâmetros sumarizados na Tabela 5.5. A pressão de referência é $p_{ref}=1,741 \cdot 10^4$ Pa.	88
Figura 6.1 – Localização dos parâmetros de monitoramento.	91
Figura 6.2 – Exemplo de suavização dos dados para $Q_{p,PM,i}$	93
Figura 6.3 – Parâmetros geométricos para meios porosos heterogêneos em função do número de cilindros n	97

Figura 6.4 – Parâmetros geométricos para meios porosos heterogêneos em função da garganta de poro na região isotrópica $p_{t_{iso}}$	98
Figura 6.5 – Parâmetros geométricos para meios porosos heterogêneos em função do número de cilindros n	98
Figura 6.6 – Parâmetros geométricos para meios porosos heterogêneos em função da porosidade de entrada na região anisotrópica $\phi_{i=0}$	99
Figura 6.7: Geometria simplificada do plugue poroso heterogêneo para a caracterização do meio poroso.	100
Figura 6.8 – Campo de pressão e velocidade adimensional para o MP1 e MP4 considerando $Re_{PM}=1$	102
Figura 6.9 – Perfil de pressão adimensional P_{β} ao longo do comprimento adimensional do meio poroso X_{PM} . (a) $Re_{PM}=1$ com $p_{ref}=308$ Pa. (b) $Re_{PM}=100$ com $p_{ref}=31242$	104
Figura 6.10 – Efeito do número de Reynolds no canal ($Re_{CH,i}$) no campo de velocidade do fluido (u_{β}) para $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.....	106
Figura 6.11 – Efeito da variação do número de Reynolds no canal ($Re_{CH,i}$) na pressão (p_{β}) medida no plano médio da região TR, PM e FC ($y=0,045$ m) para $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.....	107
Figura 6.12 – Efeito da vazão inicial de fuga (Q_{fuga}) no campo de velocidade do fluido (u_{β}) para $Re_{CH,i}=250$ e MP1	108
Figura 6.13 – Efeito da variação da vazão de fuga (Q_{fuga}) na pressão (p_{β}) medida no plano médio da região TR, PM e FC ($y=0,045$ m) para $Re_{CH,i}=250$ e MP1.	109
Figura 6.14 – Efeito da variação do número de cilindros (n) no campo de velocidade do fluido (u_{β}) para $Re_{CH,i}=250$ e $Q_{fuga}=20\%$	110
Figura 6.15 – Efeito do meio poroso na pressão (p_{β}) medida no plano médio da região TR, PM e FC ($y=0,045$ m) para $Re_{CH,i}=250$ e $Q_{fuga}=20\%$	111
Figura 6.16 – Trajetória das partículas para $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1. (a) $t_{IP}=0,5$ s. (b) $t_{IP}=1,5$ s.	115
Figura 6.17 – Preenchimento do canal DW para $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=3,5$ s.....	116

Figura 6.18 – Formação transiente do leito de partículas para $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.....	117
Figura 6.19 – Campo de velocidade para $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=30$ s.....	118
Figura 6.20 – Parâmetros de monitoramento para o fenômeno de deposição de partículas em meio poroso heterogêneo para o caso de referência.	120
Figura 6.21 – Efeito do diâmetro de partícula sobre $ u_p $ [m/s] para $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1: (a) $d_p=0,50$ mm para $t_{IP}=30$ s; (b) $d_p=0,75$ mm para $t_{IP}=60$ s; (c) $d_p=1,00$ mm para $t_{IP}=60$ s.	122
Figura 6.22 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação do diâmetro das partículas considerando $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.....	123
Figura 6.23 – Resultados para a variação da razão de massa específica partícula-fluido ($\rho_{p/\beta}$) para $Re_{CH,i}=250$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.	125
Figura 6.24 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação da razão de massa específica partícula-fluido $\rho_{p/\beta}$ considerando $Re_{CH,i}=250$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.....	126
Figura 6.25 – Resultados para $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=30$ s.....	128
Figura 6.26 – Resultados para $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=60$ s.	128
Figura 6.27 – Comparação dos para a variação do $Re_{CH,i}$ para $d_p=1$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$ e $Q_{fuga}=20\%$ no MP1 no instante $t_{IP}=60$ s. (a) $Re_{CH,i}=250$. (b) $Re_{CH,i}=500$	130
Figura 6.28 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação do $Re_{CH,i}$ considerando $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ no MP1.	131
Figura 6.29 – Efeito da variação da vazão inicial de fuga inicial Q_{fuga} para $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$ no MP1.	133
Figura 6.30 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação da vazão inicial de fuga Q_{fuga} para $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$ e MP1.	134
Figura 6.31 – Efeito da variação do número de cilindros (n) considerando constante $\varphi_{i=0}=0,700$ e $\varphi_{iso}=0,356$ para $t_{IP}=60$ s.....	137

Figura 6.32 – Efeito da variação da garganta de poro na região isotrópica (pt_{iso}) considerando constante $n=10$ e $\varphi_{i=0}=0,700$ para $t_{IP}=60$ s.	138
Figura 6.33 – Efeito da variação do número de cilindros (n) considerando constante $\varphi_{i=0}=0,700$ e $pt_{so}=0,6$ mm para $t_{IP}=60$ s.	140
Figura 6.34 – Efeito da variação da porosidade na entrada da região anisotrópica ($\varphi_{i=0}$) considerando constante $\varphi_{i=0}=0,356$ e $n=10$ para $t_{IP}=60$ s.	142
Figura 6.35 – Formação transiente de reboco externo no meio poroso isotrópico (MP10) considerando $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e $Re_{CH,i}=250$	143
Figura 6.36 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação do meio poroso para $d_p=1,00$ mm, $Q_{fuga}=20\%$, $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$ e MP1.	145
APÊNDICE C	
Figura C.1 – Refino de malha na região de garganta de poro.	171
Figura C.2 – Perfil de pressão adimensional no meio poroso isotrópico (MP10)	171
Figura C.3 – Perfil de velocidade em função do número de volumes #VC na garganta de poro para $Re_{PM}=100$ no MP10 (isotrópico). (a) $x=-0,005$ m. (b) $x=0,185$ m.	172
APÊNDICE D	
Figura D.1 – Efeito do passo de tempo sobre $ u_p $ e ε_p para $d_p=1$ mm, $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.	176
Figura D.2 – Efeito da inclusão do movimento de rotação e do modelo de atrito tangencial sobre $ u_p $ e ε_p para $d_p=1$ mm, $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=50$ s.	177
Figura D.3 – Efeito do coeficiente de rigidez sobre $ u_p $ e ε_p . ara $d_p=1$ mm, $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=50$ s.	178
Figura D.4 – Efeito do coeficiente de atrito estático sobre $ u_p $ e ε_p . ara $d_p=1$ mm, $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=50$ s.	179
Figura D.5 – Efeito do coeficiente de atrito de deslizamento (μ_g) e de rolamento (μ_r) sobre $ u_p $ e ε_p . ara $d_p=1$ mm, $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=50$ s. ...	180
APÊNDICE E	
Figura E.1 – Resultados para o teste de malha	183

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1 - Classificação do fenômeno de perda de circulação em função da vazão perdida para fluidos de perfuração a base de água (WBM) e óleo (OBM). Adaptado de Nelson (2006) e Lavrov (2016).....	24
Tabela 3.1 – Resumo das forças que atuam sobre a partícula j. Informações adicionais são providas no APÊNDICE A.	57
Tabela 4.1 – Sumário de expressões das forças que atuam sobre uma partícula j.	66
Tabela 4.2 – Sumário dos torques que atuam sobre uma partícula j.....	67
Tabela 4.3 – Propriedades e parâmetros para o processo de injeção de partículas.	77
Tabela 5.1 – Resumo dos problemas de verificação.	80
Tabela 5.2 – Comparação de resultados para a velocidade terminal de partículas esférica imersa em água.	81
Tabela 5.3 – Sumário dos parâmetros para colisão normal.....	82
Tabela 5.4 – Parâmetros experimentais e numéricos para o escoamento líquido-sólido em canal horizontal.	85
Tabela 5.5 – Sumário dos parâmetros da deposição de partículas em meio poroso heterogêneo.	87
Tabela 6.1 – Parâmetros de monitoramento para a formação de reboco.....	91
Tabela 6.2 – Parâmetros geométricos da geometria do problema.	93
Tabela 6.3 – Propriedades do fluido.	94
Tabela 6.4 – Resumo das variáveis do problema.....	95
Tabela 6.5 – Resultados para a permeabilidade do plugue poroso.	101
Tabela 6.6 – Faixas de permeabilidade [md] para formações tipicamente encontradas na perfuração de poços de petróleo. Adaptado de Bear (1972).	105
Tabela 6.7 – Resultados para a permeabilidade da geometria do problema.	112
Tabela 6.8 – Resumo dos parâmetros numéricos.	113
Tabela 6.9 – Parâmetros de referência para a formação de reboco.....	114

Tabela 6.10 –Parâmetros de referência para a deposição de partículas em meio poroso heterogêneo.	121
Tabela 6.11 - Sumário dos parâmetros utilizados para a avaliação do efeito da razão de massa específica partícula fluido.	124
Tabela 6.12 – Sumário dos parâmetros utilizados para a avaliação do efeito do número de Reynolds no canal, $Re_{CH,i}$	129
Tabela 6.13 – Sumário dos parâmetros utilizados para a avaliação do efeito da vazão de fuga inicial.....	132
Tabela 6.14 – Sumário dos parâmetros utilizados para a avaliação do efeito do meio poroso.	135

APÊNDICE D

Tabela D. 1 – Sumários dos parâmetros numéricos testados numericamente... 173

NOMENCLATURA

A_p	Área da seção transversal da partícula.	m^2
$\mathbf{A}_{SC[i]}$	Vetor área da superfície de controle indexada por f .	m^2
C_D	Coeficiente de arrasto para translação.	
C_{vm}	Coeficiente de massa virtual.	
C_{Is}	Coeficiente de sustentação de Saffman.	
C_{Im}	Coeficiente de sustentação de Magnus.	
C_ω	Coeficiente de arrasto rotacional da partícula.	
CH,i	Superfície de controle de influxo de fluido.	
CH,o	Superfície de controle de efluxo de fluido.	
d_p	Diâmetro da partícula.	mm
DW	Canal de saída.	
e_{IP}	Distância entre os pontos de injeção.	mm
e_{PM}	Altura do meio poroso.	mm
e_{p-p}, e_{p-w}	Coeficiente de restituição.	
e_r	Altura do reboco.	mm
$\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$	Vetores unitários.	
f	Índice relativo ao número de superfícies de controle.	
$\mathbf{f}_{p\beta}$	Termo fonte para acoplamento de fases.	N/m^3
\mathbf{f}_{DPM}	Termo fonte para acoplamento de fases.	N/m^3
\mathbf{F}_p	Força resultando que atua sobre a partícula.	N
$\mathbf{F}_{d,s}$	Força de arrasto.	N
$\mathbf{F}_{pg,s}$	Força do gradiente de pressão.	N
$\mathbf{F}_{vm,s}$	Força de massa virtual.	N
$\mathbf{F}_{if,s}$	Força de sustentação de Saffman.	N
$\mathbf{F}_{g,b}$	Força peso.	N
$\mathbf{F}_{b,b}$	Empuxo.	N
$\mathbf{F}_{p,c}$	Força de contato.	N
\mathbf{F}_n	Força de contato normal.	N
\mathbf{F}_t	Força de contato tangencial.	N
FC	Canal de fuga após o meio poroso.	
\mathbf{g}	Gravidade.	m/s^2
h_b	Espessura do reboco.	mm
h_{CH}	Largura do canal.	mm
h_{IP}	Largura da superfície de injeção.	mm
h_{PM}	Comprimento total do arranjo de cilindros.	mm
$h_{PM,ani}$	Comprimento do arranjo de cilindros anisotrópico.	mm
$h_{PM,iso}$	Comprimento do arranjo de cilindros isotrópico.	mm
h_{FC}	Comprimento do canal de fuga de filtrado.	mm
h_p	Penetração do reboco no meio poroso.	mm
h_{REV}	Comprimento da célula periódica.	mm
I_p	Momento de inércia da partícula.	m^4
I_z	Profundidade do domínio computacional no eixo z.	m

L_{an}	Altura do domínio da região anular.	m
L_{bit}	Altura do domínio da região da broca.	m
j	Índice que denota a partícula.	
k	Permeabilidade.	md
k_n	Constante de rigidez da partícula na direção normal.	N/m
l_{DW}	Comprimento do canal DW .	
l_{IP}	Distância da superfície de injeção à entrada do meio poroso.	m
l_{REV}	Altura da célula periódica.	m
l_{UP}	Comprimento do canal UP .	
m	Número de replicações da célula elementar na direção x .	#
m_p	Massa da partícula.	Kg
\mathbf{n}	Vetor unitário definido na direção da pressão.	[-]
N_{nos}	Número de nós em um volume de controle da malha.	#
N_p	Número de partículas em um volume de controle da malha.	#
$m_{[12]}$	Massa combinada de duas partículas $j=1$ e $j=2$.	kg
$\dot{m}_{p,IP}$	Vazão mássica de injeção.	kg/s
PM	Meio poroso.	
PM,i	Superfície de controle de influxo no meio poroso.	
PM,O	Superfície de controle de efluxo no meio poroso.	
n	Número de replicações da célula elementar na direção y .	#
n_{IP}	Número de pontos de injeção.	#
$\mathbf{n}_{[12]}$	Vetor unitário na direção normal de duas partículas	[-]
p_β	Pressão do fluido.	Pa
pt	Garganta de poro.	mm
$Q_{\beta,CH,i}$	Vazão volumétrica de entrada no domínio geométrico.	m ³ /s
$Q_{\beta,CH,o}$	Vazão volumétrica de saída no domínio geométrico.	m ³ /s
$Q_{\beta,FC,o}$	Vazão volumétrica de fuga no domínio geométrico.	m ³ /s
Q_{in}	Vazão volumétrica de bombeio de fluido de perfuração.	m ³ /s
Q_{out}	Vazão volumétrica de retorno de fluido de perfuração.	m ³ /s
Q_{fil}	Vazão volumétrica de fluido que invade a formação.	m ³ /s
r	Componente espacial do sistema de coordenadas cilíndricas.	m
R_i	Raio do i -ésimo cilindro do arranjo periódico alternado.	m
R_c	Raio da coluna de perfuração.	m
R_{in}	Raio da região invadida pelo fluido de perfuração.	m
R_w	Raio do poço.	m
Re_p	Número de Reynolds translacional da partícula.	[-]
Re_w	Número de Reynolds rotacional da partícula.	[-]
S_{DPM}	Termo fonte para acoplamento de fases.	N/m ³
$T_{d,s}$	Torque devido ao arrasto viscoso.	N.m
$T_{c,s}$	Torque devido ao contato.	N.m
$T_{n,c}$	Torque na direção normal do contato.	N.m
$T_{t,c}$	Torque na direção tangencial do contato.	N.m
t	Variável tempo.	s
Δt_{col}	Passo de tempo de colisão.	s
Δt_{IP}	Passo de tempo de injeção.	s

Δt_p	Passo de tempo da partícula.	s
Δt_β	Passo de tempo do fluido.	s
$\hat{t}_{[12]}$	Vetor unitário tangencial das partículas $j=1$ e $j=2$	
TR	Região de transição.	
\mathbf{u}_p	Vetor velocidade da partícula.	m/s
$\mathbf{u}_{p,IP}$	Velocidade de injeção.	m/s
$u_{p,x}, u_{p,y}, u_{p,z}$	Componentes da velocidade da partícula.	m/s
\mathbf{u}_β	Vetor velocidade do fluido	m/s
$u_{\beta,x}, u_{\beta,y}, u_{\beta,z}$	Componentes da velocidade do fluido	m/s
$\mathbf{u}_{\beta p}$	Velocidade relativa fluido-partícula	m/s
$\mathbf{u}_{[12]}$	Velocidade relativa entre duas partículas.	m/s
UP	Canal de entrada.	
V	Volume	m^3
V_β	Volume do fluido	m^3
V_0	Volume para caracterização da fração volumétrica de fase	m^3
V_{VC}	Volume do volume de controle da malha computacional	m^3
V_{poro}	Volume dos poros	m^3
V_p	Volume das partículas	m^3
V_{PM}	Volume do meio poroso	m^3
V_{REV}	Volume da célula periódica.	m^3
$\mathbf{x}_{nos[i]}$	Vetor posição dos nós do volume de controle de índice i	m
\mathbf{x}_p	Vetor posição da partícula.	m
$x_{p,x}, x_{p,y}, x_{p,z}$	Componentes do vetor posição da partícula.	m
\mathbf{x}_β	Vetor posição do fluido.	m
$x_{\beta,x}, x_{\beta,y}, x_{\beta,z}$	Componentes do vetor posição do fluido.	m
z	Coordenada do sistema de coordenadas cilíndricas e cartesiano	[-]

Letras gregas

Δt_β	Passo de tempo do fluido.	s
ε_β	Fração volumétrica da fase contínua (fluido).	[-]
ε_p	Fração volumétrica da fase discreta (partículas).	[-]
$\eta_{n,p-p}$	Constante de amortecimento do par partícula-partículas.	N.s/m
$\eta_{n,p-w}$	Constante de amortecimento do par partícula-parede.	N.s/m
θ	Componente espacial do sistema de coordenadas cilíndricas.	[-]
Θ	Propriedade genérica.	
ξ_n	Sobreposição normal máxima.	[-]
μ_a	Coeficiente de atrito.	[-]
μ_g	Coeficiente de atrito de deslizamento.	[-]
μ_l	Coeficiente de atrito limite.	[-]
μ_r	Coeficiente de atrito de rolamento.	[-]
μ_s	Coeficiente de atrito estático.	[-]
μ_β	Viscosidade do fluido.	Pa.s
ρ_β	Massa específica da fase contínua (fluido).	kg/m^3

ρ_p	Massa específica da fase dispersa (partícula).	kg/m ³
$\Omega_{\beta p}$	Velocidade angular relativa fluido-partícula.	1/s
φ	Fração volumétrica de fluido no meio poroso (porosidade).	[-]
ω_β	Rotacional do fluido.	1/s
ω_p	Velocidade angular da partícula.	1/s

Subscritos e sobrescritos

n	Passo de tempo anterior
$n+1$	Passo de tempo atual
np	Passo de tempo da partícula
BC	Momento imediatamente antes do contato
AC	Momento imediatamente após o contato

Siglas

<i>LCM</i>	<i>Lost circulation material</i> – material de perda de circulação
<i>CERNN</i>	Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos
<i>DEM</i>	<i>Discrete element method</i> – Método dos elementos discretos
<i>DNS</i>	<i>Direct numerical simulation</i> – Simulação numérica direta
<i>DPM</i>	<i>Discrete phase method</i> – Método de fase discreta
<i>DDPM</i>	<i>Dense discrete phase model</i> – Método de fase discreta densa
<i>TFM</i>	<i>Two-fluid model</i> – Modelo de dois fluidos

1. INTRODUÇÃO

Na perfuração de poços de petróleo, a formação geológica é perfurada pela ação rotativa de uma broca, e a aplicação de uma força em direção normal ao fundo do poço faz com que os fragmentos de rocha (cascalhos) sejam carregados até a superfície pelo fluido de perfuração através da região anular do poço (Bourgoyne Jr et al., 1991; Rocha et al., 2011; Thomas, 2001).

O fluido de perfuração é uma mistura de um fluido base que, em geral, é água (*water base mud – WBM*), óleo (*oil base mud – OBM*) ou um fluido sintético (*synthetic base fluid – SBM*) e aditivos, os quais são misturados para desempenhar funções específicas como aumentar a viscosidade, incrementar a massa específica, manter a mistura emulsificada, adequar a alcalinidade e evitar reações químicas (Rocha et al., 2011). De acordo com Gray e Darley (1980), existem também sólidos dissolvidos, caracterizando uma solução coloidal. A preparação do fluido de perfuração é complexa, pois deve englobar vários aspectos que são fundamentais para o êxito da operação de perfuração (Growcock e Harvey, 2005) como:

1. manter os cascalhos em suspensão;
2. controlar a pressão da formação rochosa, não permitindo o influxo de fluidos para o interior do poço (*kick*);
3. selar formações permeáveis;
4. arrefecer, lubrificar e suportar o conjunto da coluna de perfuração;
5. transmitir energia hidráulica para a broca e ferramentas;
6. minimizar danos ao reservatório;
7. permitir avaliação adequada da formação geológica;
8. evitar a corrosão de componentes metálicos;
9. favorecer as operações de cimentação e completação;
10. minimizar impactos ambientais;

Caso o fluido de perfuração não seja capaz de desempenhar as funções descritas adequadamente, desdobramentos adversos podem ocorrer incluindo obstrução do poço devido à sedimentação de cascalhos, pequena taxa de penetração, alargamento do

poço, bloqueio da coluna e *kicks*, os quais catastróficamente podem evoluir para um *blow out* (Gray e Darley, 1980).

Visando evitar a ocorrência de *kicks*, é realizada a perfuração do tipo *overbalanced*, na qual a pressão estática no poço é superior à do meio sendo perfurado. Contudo, as formações geológicas, em geral, apresentam algum grau de porosidade podendo estar saturadas com água, gases, petróleo ou uma mistura desses componentes (Skalle, 2011), os quais, por sua vez, estão submetidos à pressão de poro decorrente de tensões do substrato rochoso e à pressão hidrostática dos fluidos aprisionados (Aadnøy e Looyeh, 2010). Sendo assim, existe uma janela operacional para a pressão no interior do poço que necessariamente deve se situar acima da pressão natural dos fluidos na formação (pressão de poro) e abaixo da pressão de fratura da matriz sólida do substrato poroso (Skalle, 2011). O gradiente de pressão no anular do poço estabelece as condições necessárias para que exista o influxo de fluido de perfuração para o interior da formação, ocasionando o fenômeno de invasão (Lavrov, 2016).

A invasão, também conhecida como perda de circulação, ainda hoje é um dos problemas mais desafiadores da construção de poços de petróleo, gerando custos adicionais com a necessidade de reposição do fluido perdido e, em situações extremas, inviabilizando a conclusão do poço. Conforme indicam Bernt e Reza (2011), de 10% a 20% do tempo total do processo de perfuração é consumido por medidas preventivas ou corretivas. Além disso, Lavrov (2016) estima que atualmente entre 10 a 40% dos custos da perfuração estão diretamente associados ao fluido de perfuração. As consequências ocasionalmente repercutem na etapa de produção do poço, uma vez que autores como Amaerule et al. (1988), Bennion et al. (1991), Bennion et al. (1994), Bennion e Thomas (1994) e Bishop (1997) indicam que o contato do fluido de perfuração com o substrato geológico pode resultar em dano à formação, caracterizado pelo decréscimo da permeabilidade na região adjacente ao poço (Civan, 2007).

A perda de circulação pode ser intensificada caso o poço atravesse por descontinuidades no substrato geológico como formações cavernosas, fraturas naturais ou fraturas induzidas pela broca (Almagro et al., 2014), as quais são esquematicamente ilustradas na Figura 1.1. Um cenário adverso que intensifica a perda de circulação é a

perfuração em meios muito permeáveis como substratos não consolidados ou formações do pré-sal (Lavrov, 2016), os quais são caracterizados por uma perda gradual do fluido de perfuração que eventualmente pode se tornar total caso nenhuma medida corretiva seja tomada (Howard e Scott Jr, 1951).

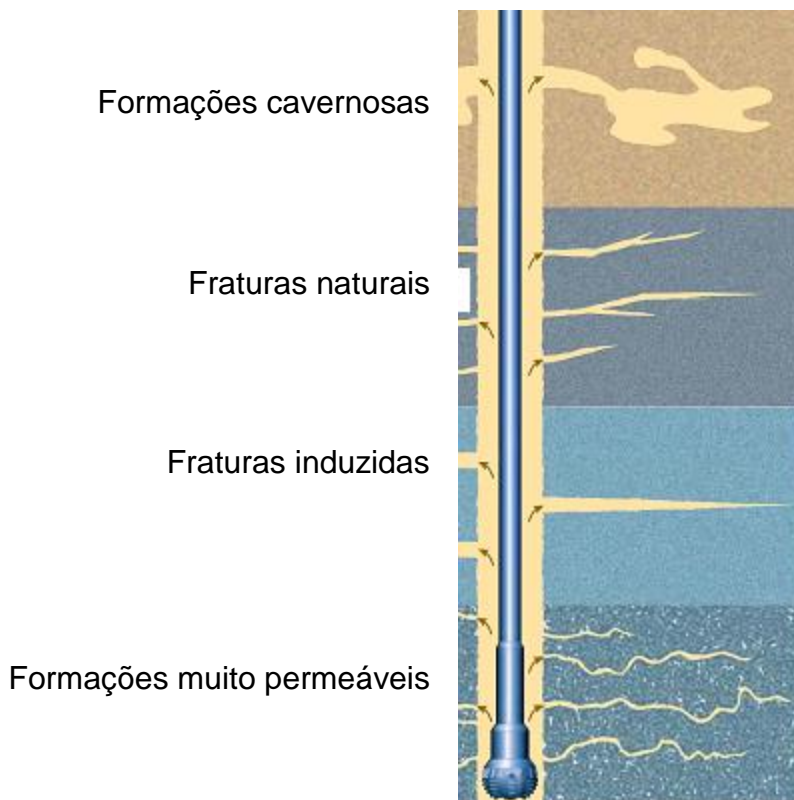


Figura 1.1 – Representação esquemática de regiões severas ao processo de perda de circulação. Adaptado de Almagro et al. (2014).

A intensidade com que o fenômeno de invasão ocorre é usualmente utilizada para classificá-lo com base na vazão volumétrica perdida à formação geológica e o tipo de fluido de perfuração utilizado (Nelson, 2006). A classificação é apresentada na Tabela 1.1, sendo o tipo de perda de circulação também relacionada com a formação mais propensa a apresentar tal problema (Almagro et al., 2014; Lavrov, 2016). Como pode ser observado, a severidade da perda de circulação é mais crítica para os fluidos a base de água e pode ser taxada como perda severa em meios muito permeáveis.

Tabela 1.1 - Classificação do fenômeno de perda de circulação em função da vazão perdida para fluidos de perfuração a base de água (WBM) e óleo (OBM). Adaptado de Nelson (2006) e Lavrov (2016)

Classificação	WBM [m ³ /h]	OBM [m ³ /h]	Cenário
Normal	<4	1,6;	Qualquer tipo de formação
Parcial	4 – 16	1,6 – 4,8	Fraturas naturais ou induzidas
Severa	>16	>4,8	Fraturas, falhas e regiões de alta permeabilidade
Total	-	-	Fraturas, falhas e regiões cavernosas

O combate à perda de circulação concentra-se em técnicas preventivas e corretivas. A prevenção ocorre através da escolha do fluido de perfuração apropriada à operação de perfuração (Almagro et al., 2014). De fato, selar meios permeáveis é uma das atribuições do fluido de perfuração listada por Growcock e Harvey (2005), a qual que é realizada através da filtração dos sólidos composicionais na parede do poço, gerando uma camada de reboco de baixa permeabilidade (Gray e Darley, 1980). Nesse sentido, o crescimento do reboco ocorre gradualmente de forma que ocasiona a redução da vazão de invasão (Lavrov, 2016). Entretanto, em formações de alta permeabilidade as gargantas de poro são de tamanho suficiente para permitir a entrada total de fluido (Howard e Scott Jr, 1951), requerendo assim aplicação de medidas corretivas.

O combate à perda de circulação pode ser realizado empregando-se materiais de perda de circulação (*LCM – Lost Circulation Materials*) (Almagro et al., 2014), os quais consistem de partículas sólidas com granulometria selecionada que são adicionadas ao fluido de perfuração (Whitfill e Hemphill, 2004). Conforme indica Lavrov (2016), os *LCM's* podem ser classificados de acordo com a composição ou forma geométrica (e.g. granulares, em formato de flocos, fibras, combinações de diferentes tipos de partículas), sendo que o foco do presente trabalho recai nos *LCM's* granulares.

1.1. Caracterização do problema

Uma representação esquemática da circulação do fluido de perfuração no sistema poço-formação é apresentada na Figura 1.2 (a), sendo o raio da coluna de perfuração R_c e o raio do poço R_w . O fluido de perfuração é injetado através da coluna com vazão volumétrica Q_{in} , passa pela broca e retorna à superfície carregando os cascalhos através

da região anular. O escoamento na região anular pode ser caracterizado em função do respectivo número de Reynolds que é função da vazão Q_{in} .

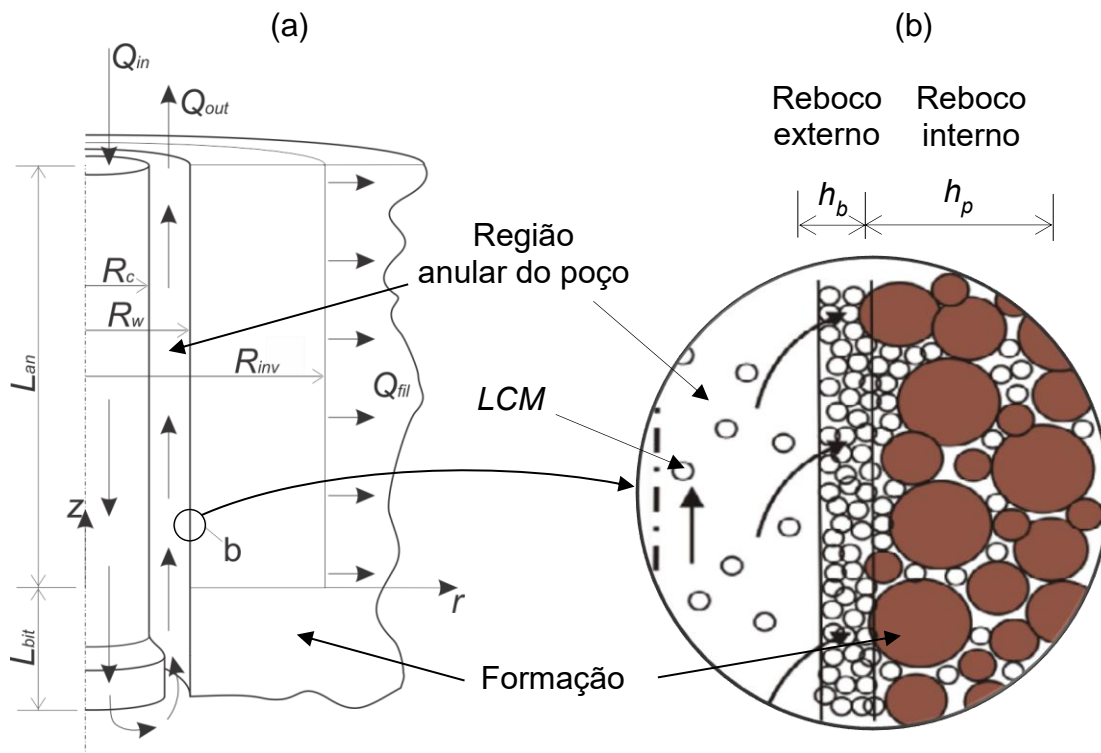


Figura 1.2: Processo de formação de reboco. (a) Vista geral do sistema poço-formação. (b) detalhe da parede do poço com reboco externo e interno. Adaptado de Civan (2007) e Kalantariasl e Bedrikovetsky (2015).

O comprimento do domínio da broca e da região anular do poço são caracterizados pelas alturas L_{bit} e L_{an} , respectivamente. Os fenômenos associados com a região da broca (L_{bit}) são complexos, uma vez que envolvem não somente o escoamento turbulento de fluido não newtoniano através de contrações abruptas e canais helicoidais, mas também o movimento da coluna que pode ser simultaneamente rotativo, axial, vibratório e orbital (Bourgoyne Jr et al., 1991; Mitchell, 1995). Ressalta-se, no entanto, que a região L_{bit} não é considerada no presente estudo. Portanto, a altura L_{an} caracteriza um domínio no qual os efeitos da broca não são relevantes.

O fenômeno de invasão ocorre através da parede do poço, delimitada por R_w , com vazão volumétrica de invasão (Q_{fil}). Conhecendo-se Q_{fil} , pode-se calcular a vazão de

fluido de perfuração que efetivamente retorna à superfície (Q_{out}) empregando a relação $Q_{fil} = Q_{in} - Q_{out}$.

O poço é delimitado pela formação, a qual é representada por um meio poroso com propriedades como a porosidade e a permeabilidade (k). Nas imediações do sistema poço-formação, esquematizado na Figura 1.2 (a), podem ser observados alguns fenômenos advindos da interação do fluido que invade a formação (Q_{fil}) com os fluidos nativos aprisionados nos poros, podendo ocorrer deslocamento de fluidos imiscíveis e diluição (Bilardo et al., 1996; Civan, 1996a, 1996b; Civan e Engler, 1994; Donaldson e Chernoglazov, 1987; Phelps et al., 1984). Portanto, assume-se uma região afetada caracterizada por um raio de invasão (R_{inv}), onde potencialmente ocorre danos à formação.

O escoamento em meios porosos pode ser avaliado usando alguns modelos que são explicados na Seção 2.2, mas para compreender como a interação dos materiais de perda de circulação com o meio poroso originam o reboco é interessante avaliar o fenômeno na escala do poro. As adjacências da parede do poço mostradas na Figura 1.2 (a) são apresentadas em detalhe na Figura 1.2 (b) sendo possível observar cada partícula de *LCM* individualmente. A formação é representada como um meio poroso heterogêneo, sendo possível observar a matriz sólida como grãos e os interstícios que constituem os poros.

O reboco pode ser concebido em duas frentes. As partículas de menor tamanho são capazes de migrar através da formação rochosa (Gray e Darley, 1980) e eventualmente sedimentam-se nos poros, formando assim o reboco interno esquematizado na Figura 1.2 (b). Uma característica do reboco interno é a dimensão h_p , a qual representa a profundidade com que os *LCM*s conseguem penetrar na formação. Por outro lado, caso as partículas excedam a dimensão dos poros, o empacotamento ocorre na superfície do poço, gerando desse modo o reboco externo de espessura h_b .

O reboco pode ser caracterizado em função de propriedades como a porosidade e a permeabilidade (Baker et al., 2013), as quais dependem das propriedades das partículas (Gray e Darley, 1980). Na Figura 1.3 (a) é possível observar a micrografia de um reboco espesso, que sela a formação provendo suporte estrutural para o escoamento

(Li e He, 2015). Por outro lado, o reboco da Figura 1.3 (b) é tênue e pouco poroso, indicando possível deficiência na mitigação do fenômeno de invasão.

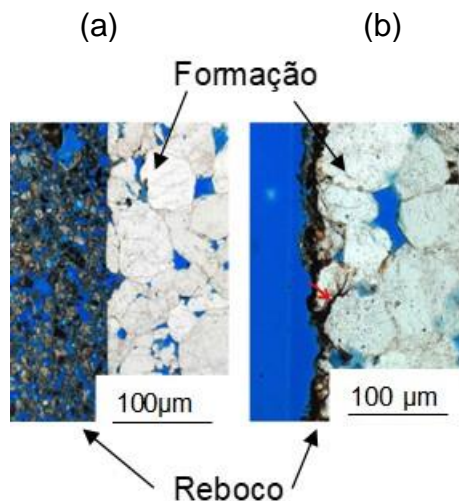


Figura 1.3 – Micrografia do reboco (partículas cinzas) depositado sobre uma formação geológica (partículas brancas). (Li e He, 2015)

Um aspecto interessante da formação de reboco no processo de perfuração de poços de petróleo esquematizado na Figura 1.2 (a) é que ele pode ocorrer mediante duas situações: a filtração estática e a dinâmica. Na filtração dinâmica, o fluido de perfuração é circulado através do sistema poço-formação, enquanto que na filtração estática a vazão de retorno é nula, $Q_{out}=0$, e a vazão Q_{in} é mantida em um patamar mínimo apenas para repor as perdas de fluido devido a invasão (Ferguson e Klotz, 1954; Fisher et al., 2000; Outmans, 1963; Simpson, 1974; Vaussard et al., 1986). O escoamento em filtração dinâmica desenvolve-se paralelamente à parede do poço de forma que a espessura do reboco (h_b) pode manter-se em um valor de equilíbrio constante (Gray e Darley, 1980). Na filtração estática, por sua vez, o reboco cresce sem perturbações. As principais diferenças entre as características do reboco formado em filtração estática e dinâmica são discutidas na Seção 2.4.

1.2. Objetivos gerais

No presente trabalho, a motivação principal é estudar a utilização de materiais de perda de circulação (*LCM's*) no combate ao fenômeno de perda de circulação. Portanto, tem-se como objetivo modelar e simular numericamente o escoamento bifásico de fluido e partículas sólidas em meio poroso a fim de representar o fenômeno de formação de reboco. A simulação é realizada através de uma abordagem de Euler-Lagrange que contabiliza a interação entre o fluido e as partículas, bem como entre as partículas através de colisão e atrito.

A eficiência do processo de formação de reboco na mitigação do fenômeno de perda de circulação é avaliada com base em algumas variáveis de resposta como o decaimento temporal da vazão de invasão (Q_{fil}), a permeabilidade do sistema formação-reboco e as dimensões do reboco (e.g. espessura, penetração na formação do reboco interno). Tais análises são realizadas variando-se o número de Reynolds na região anular (Re), a vazão de invasão (Q_{fil}), as propriedades das partículas sólidas (dimensão e massa específica) e a configuração do meio poroso (e.g. porosidade, morfologia)

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo primeiramente é apresentada uma fundamentação teórica para a compreensão do fenômeno de formação de reboco. Aborda-se conceitos relevantes de escoamento bifásico líquido-sólido, do escoamento monofásico em meios porosos e do escoamento líquido-sólido em meios porosos. Por fim, é apresentada uma revisão da literatura pautada em trabalhos experimentais, numéricos e analíticos para a formação de reboco sob condições de filtração estática ou dinâmica.

2.1. Escoamento bifásico líquido-sólido

Na região anular da Figura 1.2 (a) o escoamento é caracterizado por uma fase fluida constituída pelo fluido de perfuração e outra sólida que são os *LCMs*. O sistema multifásico pode então ser classificado como um escoamento líquido-sólido. Na literatura encontram-se diferentes formas de definição para sistemas multifásicos, principalmente quando considerados os padrões de escoamento como o disperso, denso, separado, concentrado, segregado, precipitado e estratificado (Brennen, 2005; Crowe, 2006; De Lai, 2013).

Um dos principais parâmetros para a classificação do escoamento líquido-sólido é a fração volumétrica da fase sólida em relação à contínua, que ocasiona diferentes formas de interação entre as fases (Gidaspow, 1994). Em uma perspectiva Euleriana, a fração volumétrica de fluido (ε_β) e de sólidos (ε_p) deve ser escrita como uma função de campo assumindo a forma $\varepsilon_\beta = \varepsilon_\beta(x, y, z, t)$ e $\varepsilon_p = \varepsilon_p(x, y, z, t)$. Entretanto, a fração volumétrica não pode ser definida em um ponto (Crowe, 2006) e, alternativamente, deve ser função dos volumes das fases contínua V_β e discreta V_p contidos em um volume V de forma que $V_\beta + V_p = V$:

$$\varepsilon_\beta = \lim_{\delta V \rightarrow V_0} \frac{\delta V_\beta}{\delta V} \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_p = 1 - \varepsilon_\beta \quad (2.2)$$

sendo V_0 o volume crítico que possibilita uma avaliação razoável das propriedades em regime de equilíbrio quase-estático (Crowe et al., 1998; Crowe, 2006)(Crowe, 2006).

Se o movimento das partículas é influenciado principalmente pelo escoamento do fluido, tem-se o escoamento disperso (Loth, 2010), no qual a interação entre as fases pode ocorrer de várias maneiras. Os regimes de acoplamento caracterizados por Loth (2006) são listados como:

- acoplamento de uma via: o movimento das partículas é afetado pelo escoamento;
- acoplamento de duas vias: as partículas também afetam o movimento da fase fluida;
- acoplamento de três vias: a camada limite decorrente do movimento de uma partícula afeta o movimento das partículas adjacentes;
- acoplamento de quatro vias: colisão e atrito influenciam o movimento global das partículas e, por consequência, o escoamento.

Uma representação esquemática dos acoplamentos é ilustrada na Figura 2.1 onde também são apresentados exemplos típicos de ocorrência. Ressalta-se que a fração volumétrica de sólido ε_p é um fator determinante para o tipo de interação entre as fases, uma vez que aumentando-se ε_p é possível transformar um escoamento disperso com interação de apenas uma via em um escoamento de quatro vias. Além disso, com o aumento de ε_p o movimento das partículas pode passar a ser influenciado principalmente por interações de contato, como colisão e atrito. Nesta situação o escoamento particulado é denso, sendo dividido em duas categorias: “movimento dominado pela colisão” e “movimento dominado pelo atrito” (Loth, 2010), cujos exemplos também são providos na Figura 2.1.

O sistema multifásico de fluido de perfuração e *LCM's* na região anular do poço, mostrados na Figura 1.2 (a), trata-se de um escoamento líquido-sólido disperso, uma vez que o escoamento do fluido é responsável por carrear os *LCM's* ascendentemente. Por outro lado, o crescimento do reboco que ocorre na formação rochosa, ilustrado pela Figura 1.2 (b) é consequência do empacotamento das partículas de *LCM*, caracterizando desse modo interações de colisão e atrito frequentes. Sendo assim, no presente trabalho são observados simultaneamente dois padrões do escoamento líquido-sólido que

necessariamente devem ser representados adequadamente pela formulação matemática e pelo método numérico escolhido para a simulação. Além disso, na região anular do poço onde o escoamento é disperso, as interações de quatro vias podem ocorrer.

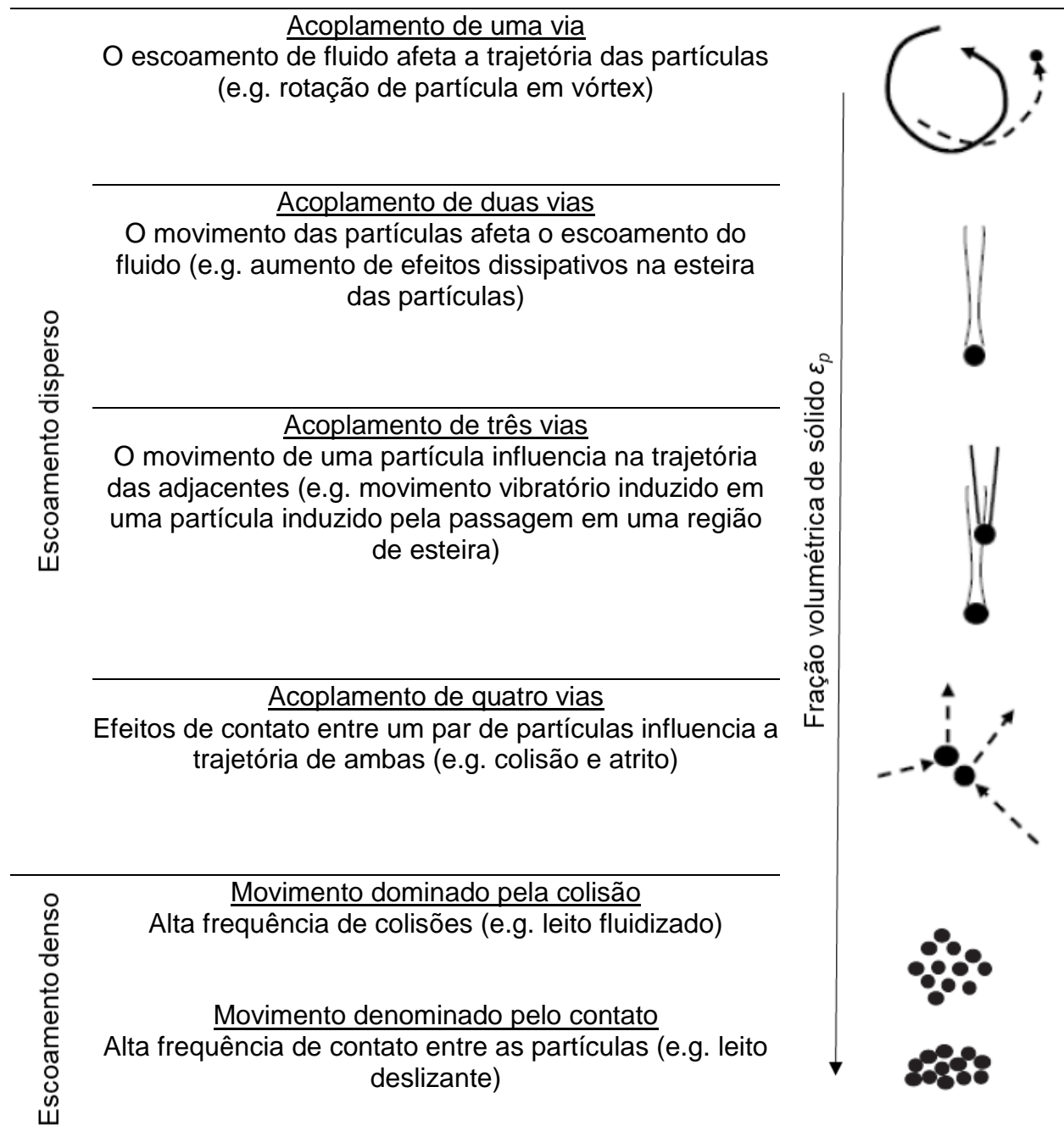


Figura 2.1 – Representação das formas de interação entre as partículas e o fluido. Adaptado de Loth et al (2006), De Lai (2013) e Loth (Loth, 2010).

Por estar relacionada à resolução visual do domínio investigado e à complexidade geométrica do modelo resultante, a determinação da escala de modelagem do escoamento bifásico líquido-sólido é fundamental para a formulação matemática. Não obstante, quanto maior o nível de definição, mais informações sobre o fenômeno podem ser obtidas, mas maiores são as complicações para tratar tais informações.

O escoamento bifásico líquido-sólido pode ser representado em três escalas espaciais: a microscópica, a mesoscópica e a macroscópica (Ni et al., 2006; Tsuji et al., 2008; Xu e Yu, 1997; Yu e Xu, 2003) ilustradas na Figura 2.2. O espectro de escalas espaciais é limitado entre as magnitudes micro e macroscópica cuja diferença, basicamente, recai na identificação individual de cada partícula através da interface fluido-partícula. Na escala macroscópica, o fluido e as partículas sólidas são considerados como um meio contínuo no qual é impossível distinguir a fase dispersa da contínua. Informações específicas acerca de cada uma das fases não são disponíveis, e o monitoramento do escoamento é realizado através de propriedades macroscópicas como a vazão e a perda de carga.

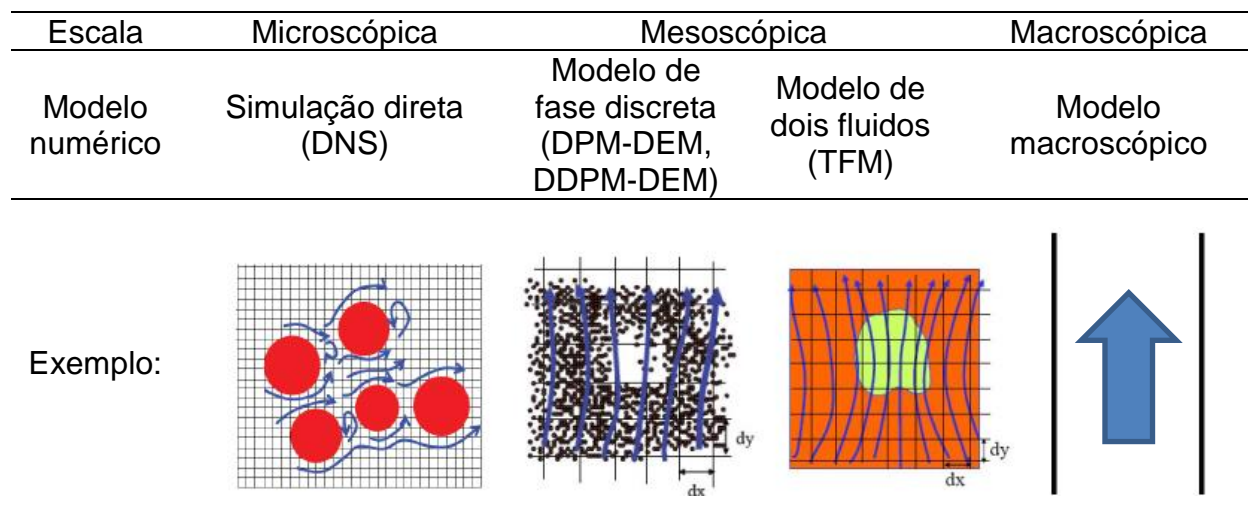


Figura 2.2 – Escalas de análise para o escoamento líquido-sólido. Adaptado de De Lai (2013).

Aparentemente, as escalas micro e mesoscópica ilustradas na Figura 2.2 são semelhantes, uma vez que em ambas as partículas são visualmente identificáveis, mas a diferença está na forma como as interações fluido-partícula são avaliadas. Na escala

microscópica, o escoamento é solucionado em nível do fluido de modo que é possível observar a camada limite cinética com a formação de esteiras e vórtices. Em termos matemáticos, seria necessário solucionar as equações clássicas da Mecânica dos Fluidos, como a de Navier-Stokes, utilizando condições de contorno avaliadas sobre a superfície de cada uma das partículas. Para a solução numérica de tais equações, deve haver um número suficiente de nós na superfície de cada partícula para que os campos de velocidade e pressão sejam adequadamente avaliados. Tal aspecto é ilustrado na Figura 2.2 pelos volumes de controle com dimensão menor do que as das respectivas partículas. Além disso, é necessário utilizar uma malha dinâmica que se aloque simultaneamente ao movimento individual de cada partícula. Tal abordagem que atualmente tem se popularizado através de métodos numéricos como o DNS (*Direct Numerical Simulation*), demanda alto poder computacional, o qual é limitado pelo número de partículas que podem ser simuladas e também pela complexidade da geometria do domínio computacional. Desta forma, a escala microscópica não é viável, ao menos atualmente, para avaliar a formação do reboco que envolve interações de um número grande de partículas.

O escoamento bifásico líquido-sólido pode ser representado na escala mesoscópica, ou escala da partícula, possibilitando o emprego de dois métodos numéricos cuja principal diferença recorre à forma como a fase sólida é tratada. No Modelo de Fase Discreta (*Discrete Phase Model – DPM*) o movimento das partículas é avaliado em uma abordagem Lagrangiana considerando-as como entidades discretas. Na Figura 2.2 é possível observar que as partículas são menores do que os respectivos volumes de controle do fluido de forma que não é possível simular numericamente a formação das camadas limites. Logo, os efeitos do fluido sobre as partículas, e vice-versa, são avaliados através de termos que contabilizam a transferência de massa e quantidade de movimento (Peker e Helvacı, 2008). A simulação via DPM é realizada através de uma abordagem híbrida Lagrangiana-Euleriana contabilizando os efeitos do acoplamento de uma e duas vias. Os efeitos advindos do acoplamento de quatro vias podem ser estimados empregando-se, por exemplo, o Método dos Elementos Discretos (*Discrete Element Method – DEM*), o qual pode ser acoplado ao DPM. Na ampla revisão

bibliográfica de Zhu et al. (2007) acerca de sistemas particulados, é atribuído a Tsuji et al. (1992) e Tsuji et al. (1993) a proposta de acoplamento entre os métodos DPM e DEM.

Em geral, o *DPM* é indicado para a simulação de escoamentos dispersos, nos quais a fração de fase de sólidos é da ordem de $\varepsilon_p \approx 10\%$ (FLUENT, 2016). Assim, os escoamentos densos são representados apropriadamente pelo Método de Fase Discreta Densa (*Dense Discrete Phase Model* – DDPM), o qual é uma evolução do DPM proposta por Popoff e Braun (2007). O DDPM também pode ser acoplado ao DEM, conforme é detalhado no Capítulo 4.

Ainda na escala mesoscópica, a modelagem pode ser realizada, por exemplo, através de um modelo de dois fluidos (*two-fluid model*), o qual as fases fluida e sólida são consideradas como dois meios contínuos sobrepostos. A efetividade de tal abordagem depende exclusivamente de correlações de fechamento ou relações constitutivas que contabilizem as trocas de massa, quantidade de movimento e energia (Yu e Xu, 2003).

Em função do exposto, no presente trabalho optou-se por representar a situação ilustrada na Figura 1.2 (b), na qual é possível observar cada partícula individualmente se depositando nos poros da formação e gerando um reboco. Portanto, o DDPM-DEM é empregado para a abordagem numérica, haja vista que favorece a simulação de uma quantidade significativa de partículas e dos padrões de escoamento disperso e denso. Na próxima seção, são discutidos alguns aspectos da modelagem do escoamento monofásico em meios porosos a fim de caracterizar a formação rochosa esquematizada na Figura 1.2 (b).

2.2. Escoamento monofásico em meios porosos

O meio poroso pode ser definido como um material constituído de uma matriz sólida que contém vazios interconectados, denominados poros, preenchidos por fluido (Nield e Bejan, 1998). Na situação mais simples, o fluido é constituído por uma única fase que satura completamente o meio poroso preenchendo todo o volume dos poros. Para o presente trabalho é importante supor que a matriz é fixa, rígida e indeformável, sendo

possível distinguir o constituinte sólido do meio poroso das partículas sólidas da fase dispersa.

A Figura 2.3 mostra o sistema poço-formação, já apresentado na Figura 1.2 (a), para exemplificar os modelos de representação do meio poroso que se baseiam na possibilidade de distinguir visualmente a interface sólido-fluido. No meio poroso homogêneo concebido na escala macroscópica não é possível distinguir visualmente os constituintes e a nuance do poro. Tal modelo, também chamado de poro-contínuo, é baseia-se na média volumétrica das propriedades de transporte, sendo tradicionalmente utilizado para a análise de escoamentos em formações geológicas, mesmo não sendo capaz de fornecer detalhes do processo na escala do poro (Braga e De Lemos, 2005).

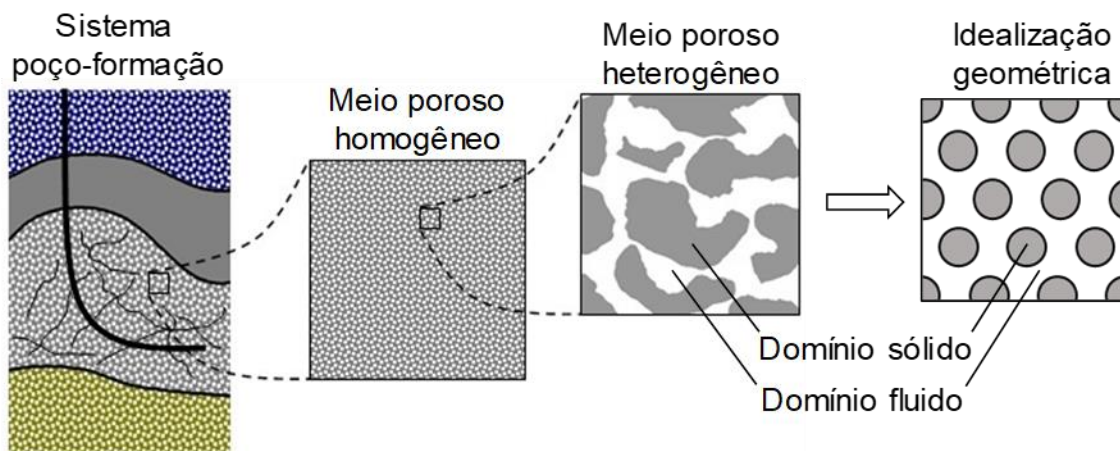


Figura 2.3 – Escalas de representação da estrutura porosa: (a) meio homogêneo (modelo poro-contínuo); (b) meio heterogêneo (modelo contínuo); (c) idealização geométrica da estrutura porosa. Adaptado de De Lai et al. (2011)

O meio poroso pode ser classificado como heterogêneo ou contínuo se a interface entre os constituintes for visível (Merrikh e Lage, 2005), possibilitando delinear o domínio sólido e o fluido conforme representado na Figura 2.3.

Em meios permeáveis, os poros são interconectados e formam uma rede randômica e contínua de canais de diferentes tamanhos que oferecem resistência ao escoamento (Dullien, 1989). A avaliação de tal resistência no meio poroso heterogêneo

pode ser realizada através do modelo contínuo, uma vez que é possível equacionar separadamente cada domínio. O escoamento é modelado através de equações de conservação de quantidade de movimento, massa e energia, que são sujeitas a condições de contorno prescritas na interface fluido-formação (Sahimi, 2011). Através de simulação numérica, as equações do modelo contínuo são passíveis de serem solucionadas e, com isso, obtém-se a perda de carga imposta pela estrutura porosa sobre o escoamento.

Para o meio poroso homogêneo não é possível definir diretamente a perda de carga, uma vez que não existem informações acerca do escoamento no nível do poro. O modelo poro-contínuo mais comum para o estudo do transporte no meio homogêneo é o método da média volumétrica (Merrikh e Lage, 2005) detalhado por Whitaker (2013). Tal método consiste em avaliar as equações do modelo contínuo como média no volume do meio poroso (Whitaker, 1967), resultando em um conjunto de equações e de propriedades típicas do modelo poro-contínuo, como a permeabilidade.

Uma vez que se deseja observar a interação das partículas sólidas e do escoamento com a formação rochosa para gerar o reboco, é interessante considerar o meio poroso na escala do poro. Contudo, em formações rochosas a distribuição do tamanho e forma dos poros é irregular (Nield e Bejan, 1998), de forma que a complexidade associada com a geometria da estrutura porosa não permite um tratamento detalhado do campo de velocidade na escala do poro (Nakayama, 1995). Portanto, é vislumbrada a possibilidade de concepção do meio poroso heterogêneo como uma estrutura periódica e simples (Kuwahara et al., 1996; Yang et al., 2010). A idealização geométrica é ilustrada na Figura 2.3 como um arranjo de cilindros alternados, através dos quais o fluido pode escoar e carrear as partículas. Algumas características notáveis são o número de cilindros, a fração volumétrica, que pode ser calculada em função do raio dos cilindros, e a garganta de poro considerada como a menor distância entre dois cilindros adjacentes.

Uma avaliação da fidelidade do arranjo de cilindros alternados na representação da formação rochosa pode ser realizada comparando-se as propriedades macroscópicas do arranjo (e.g. permeabilidade, porosidade) com valores tipicamente encontrados em formações rochosas muito permeáveis, nas quais o fenômeno de perda de circulação é

recorrente e significativa. Tal comparação é realizada na Seção 6.3 onde é apresentada a caracterização do meio poroso heterogêneo do presente trabalho que é definido na Seção 3.1 e parametrizado na Seção 6.2.

Na sequência são discutidos alguns aspectos da interação das partículas com a estrutura porosa como, por exemplo, os fenômenos de sedimentação e de obstrução da garganta de poro que são de interesse para o processo de formação de reboco.

2.3. Escoamento líquido-sólido em meio poroso

Nessa seção são descritas algumas formas de interação entre uma partícula sólida e um meio poroso heterogêneo. De fato, o transporte e deposição de partículas em um meio poroso é um processo complexo que depende da estrutura da matriz sólida e da natureza das interações fluido-substrato e fluido-partícula (Shi et al., 2013).

Segundo Sahimi (2011), a conectividade e a topologia dos poros são características importantes do meio poroso que podem ser descritas por uma rede equivalente de gargantas de poros e corpos porosos. Uma vez que as gargantas de poro representam constrições da estrutura porosa que impõem resistência significativa ao escoamento, no arranjo de cilindros alternados apresentado na Figura 2.3 a garganta de poro é definida como a menor distância entre dos cilindros adjacentes, sendo exemplificada na Figura 2.4.

De acordo com Civan (2007), várias são as formas de interação entre as partículas sólidas e as gargantas de poro. Na sedimentação, a partícula sólida pode atravessar a garganta de poro e ocasionalmente se depositar na base do meio poroso por ação da gravidade, situação esquematizada na Figura 2.4. Um fenômeno interessante é a obstrução da garganta de poro que ocorre quando a partícula encontra uma garganta de poro intransponível, gerando um selo e prejudicando a passagem de outras partículas. Em tal situação, propicia-se a formação de reboco, conforme ilustrado na Figura 2.4.

A formação de reboco pode ser fundamentada com base nos conceitos apresentados para o escoamento líquido-sólido, o escoamento monofásico em meios porosos e o escoamento líquidos-sólido em meios porosos. Na seção subsequente, é apresentada uma revisão da literatura.

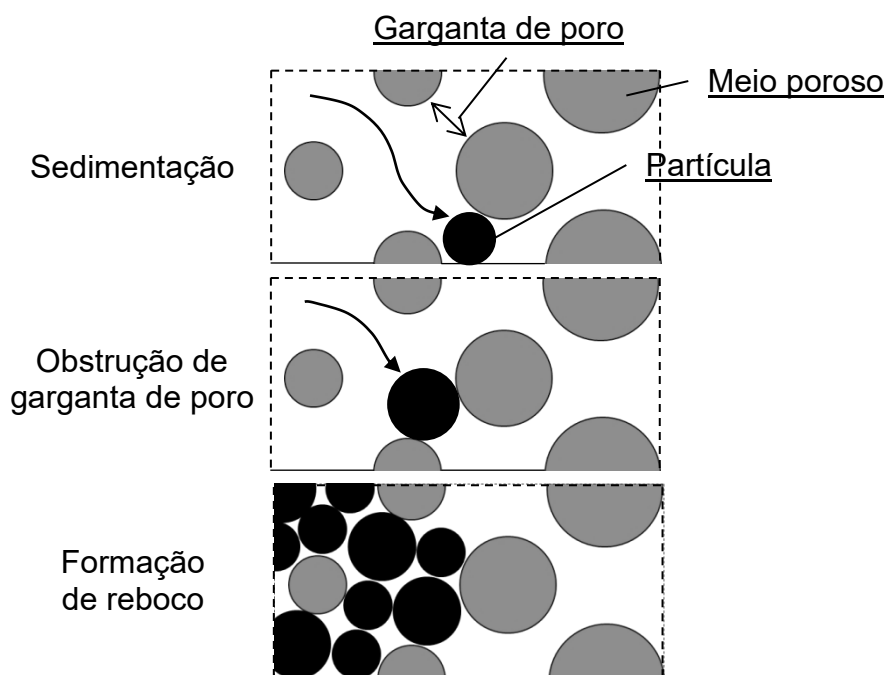


Figura 2.4 – Comportamento de partículas sólidas em meio poroso heterogêneo.

2.4. Revisão da literatura

Conforme é descrito na Seção 1.1, o reboco na parede do poço pode ser formado em duas situações hidrodinâmicas: filtração estática ou dinâmica. Na filtração estática, o escoamento dá-se a partir da região anular do poço para a formação, isto é, na própria direção de crescimento do reboco. O reboco, portanto, cresce sem obstruções (Gray e Darley, 1980), mas torna-se cada vez menos permeável reduzindo a vazão de invasão ao longo do tempo (Ferguson e Klotz, 1954; Prokop, 1952; Williams, 1939). Tal comportamento é ilustrado na Figura 2.5 pela curva da vazão cumulativa de fluido filtrado, i.e., o volume total de fluido que atravessa o reboco, pelo tempo. A vazão de invasão é alta nos instantes iniciais da filtração, nos quais o reboco é tênue, mas tende à zero à medida que a permeabilidade do reboco é reduzida.

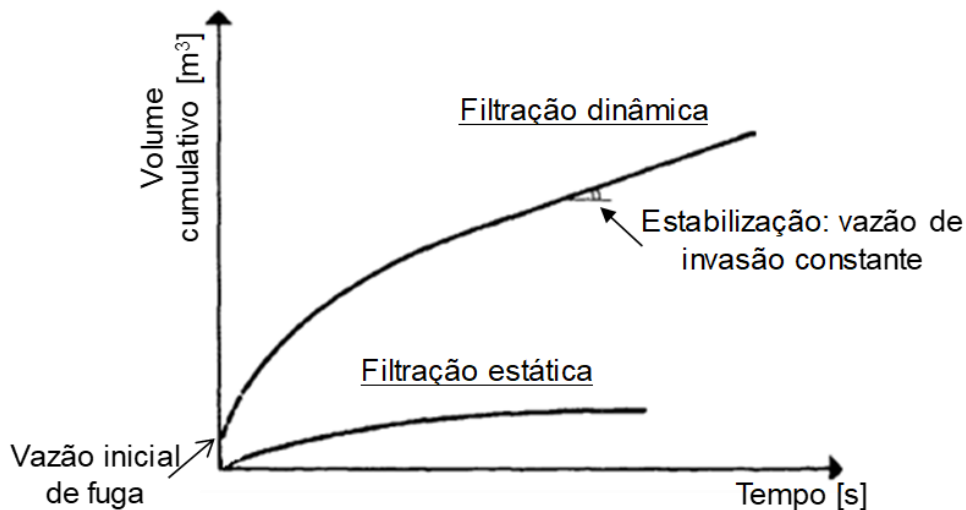


Figura 2.5 – Comparação entre os regimes de filtração estática e dinâmica.
Adaptado de Vaussard et al. (1986)

Em filtração dinâmica, o fluido de perfuração é circulado, de forma que a vazão de retorno para a superfície é não nula, $Q_{out} > 0$ (Civan, 2007; Ferguson e Klotz, 1954; Gray e Darley, 1980; Prokop, 1952). A vazão de invasão inicial é característica dos instantes iniciais da filtração nos quais não há reboco sobre a parede do poço (Ferguson e Klotz, 1954). À medida que o reboco cresce, Q_{fil} diminui, tendendo a um valor constante (Williams, 1939). Tal situação é denominada estabilização e decorre da invariabilidade da espessura do reboco. De fato, o escoamento é cruzado em relação à direção de filtração, estabelecendo tensões de cisalhamento que impedem o crescimento desenfreado do reboco.

Para o presente trabalho, a situação de interesse é a filtração dinâmica, uma vez que a respectiva vazão de invasão, em geral, é significativamente maior do que a observada em filtração estática (Gray e Darley, 1980). Uma vez que o processo de formação de reboco é brevemente fundamentado embasando-se nos conceitos do escoamento bifásico líquido-sólido, do escoamento monofásico em meios porosos e, por fim, de alguns aspectos do escoamento particulado em meios heterogêneos como, a revisão da literatura para o processo de formação de reboco é apresentada.

Um dos primeiros trabalhos experimentais para correlacionar variáveis como as dimensões do poço e a vazão de fluido de perfuração com a vazão de invasão foi desenvolvido por Williams (1939). Além da vazão de fluido de perfuração, outros fatores

influenciam a espessura final da camada de reboco como, por exemplo, a concentração de partículas sólidas e a resistência do reboco ao cisalhamento do escoamento, as quais foram experimentalmente avaliadas por Prokop (1952) e Ferguson e Klotz (1954). Nestes trabalhos, observou-se que a vazão de invasão era independente da pressão de filtração, indicando que o reboco poderia ser compressível.

A influência da composição do fluido de perfuração (tipo de fluido base, tipos de aditivos e concentração de aditivos) sobre a vazão de invasão (Q_{in}) foram experimentalmente levantadas por Horner (1957), Krueger (1962), Simpson et al. (1974), Vaussard et al. (1986), Jiao e Sharma (1993b) e Fisk e Shaffer (1991). Os aditivos comportaram-se de modo distinto em cada tipo de fluido de perfuração e também sob as condições de filtração estática e dinâmica. Experimentos realizados por Abrams (1977), Oort et al. (1993) e Dick et al. (2000) tentaram relacionar o tamanho médio das partículas sólidas com a capacidade de obstruir os poros, mas acabaram esbarrando em dificuldades com na determinação do tamanho das gargantas de poro da formação, complexidade esta debatida por He e Stephens (2011).

Uma abordagem analítica da formação de reboco em filtração estática e dinâmica foi apresentada por Outmans (1963), onde as hipóteses da teoria geral da filtração que consideravam o reboco incompressível, foram relaxadas para considerar os efeitos da compressibilidade. Dentre os modelos analíticos subsequentes, destaca-se o de Sherwood e Meeten (1997) para filtração em reboco compressível, o de Civan (1998) que incluiu os efeitos da migração de partículas e o de Civan (2002), no qual o deslocamento de fluidos imiscíveis na formação foi considerado.

Até então, as condições operacionais necessárias para a formação de reboco em filtração dinâmica ainda não tinham sido discutidas, mas Fordham e Ladva (1991) conjecturaram a existência de um valor crítico para a vazão de filtrado. Nesse caso, com o aumento da espessura do reboco, a vazão de invasão tenderia a um valor crítico a partir do qual e seria observada constância na espessura do reboco (h_b). Resultados experimentais de Jiao e Sharma (1993a) corroboraram tal suposição.

Um estudo numérico pioneiro que acoplou os efeitos do escoamento no anular com a deposição de partículas na parede do poço e o deslocamentos de fluidos imiscíveis na formação foi desenvolvido por Fisher et al. (2000). O método dos elementos finitos foi

empregado para solucionar o escoamento anular de fluido de Bingham para então utilizar os resultados para no cálculo do escoamento bifásico de filtrado na formação rochosa em meio poroso homogêneo. Na sequência, a velocidade de Darcy foi utilizada como condição de contorno para estimar estatisticamente a nova espessura de reboco, considerada como uma extensão do meio poroso com permeabilidade menor. Os resultados numéricos demonstraram que, na ausência de excentricidade, a camada de reboco formou-se simetricamente em relação ao eixo de simetria do poço.

A formação de reboco durante a operação de perfuração de poços de petróleo em filtração dinâmica foi simulada empregando-se um modelo numérico de dois fluidos por Zinati et al. (2009) e Kabir e Gamwo (2011). Aprimoramentos desenvolvidos por Vipulandan *et al.* (2014) culminaram em um modelo cinético para filtração estática capaz de prever as características do reboco em poços e Ramézani et al. (2015) propuseram um modelo que incorpora o coeficiente de forma de Dupuit-Forcheimer para o fenômeno de invasão.

Lu e Ju (1989) desenvolveram um modelo cinético para a deposição de partículas em filtração dinâmica. Foi proposto que a contribuição de uma partícula para a formação do reboco ocorre baseada no diâmetro. Contudo, resultados experimentais não validaram tal hipótese. Adaptações ao modelo foram propostas por Stamakis e Tien (1993), que propuseram uma função de probabilidade para avaliar a dimensão das partículas que viriam a formar o reboco. A validação foi realizada com dados experimentais de Murker e Carlsson (1988). Outros modelos cinéticos interessantes são o de Lu e Hwang (1993) que consideraram o atrito e o de Jiao e Sharma (1993b) que incluíram efeitos rotacionais.

A simulação do escoamento particulado via DPM foi realizada por Qian et al. (2014), os quais consideraram a deposição de partículas em um escoamento incidente sobre uma estrutura fibrosa tridimensional. Li et al. (2016) estudaram formas de aperfeiçoar a estrutura filtrante à retenção de partículas, considerando um arranjo periódico de cilindro alternados. O DDPM-DEM foi empregado por Akhshik et al. (2015) e Akhshik et al. (2016) para avaliar o efeito da rotação da coluna e da forma das partículas para a limpeza de poços horizontais.

A utilização de LCM's para combater a perda de circulação em fraturas foi numericamente simulado por De Lai (2013) em um trabalho que empregou o DDPM-DEM. A análise concentrou-se principalmente em avaliar o efeito da concentração de sólidos e de condições hidrodinâmicas. Barbosa (2015) deu prosseguimento ao trabalho analisando a influência de aspectos geométricos da fratura, de propriedades das partículas e de parâmetros do escoamento. Outros estudos dedicados ao estudo do tamponamento de fraturas através da simulação via DDPM-DEM são De Lai et al. (2014), De Lai et al. (2015), Barbosa et al. (2015a) e Barbosa et al. (2015b).

A formação do reboco em filtração estática em um meio poroso heterogêneo foi numericamente analisada por Lima (2016) via DDPM-DEM. Seus resultados mostram os efeitos da variação do número de cilindros no meio poroso e de propriedades da fase sólida como a massa específica, o diâmetro e a concentração de partículas.

2.5. Síntese do Capítulo 2

Nesse capítulo, o processo de formação de reboco é fundamentado e uma revisão da literatura é apresentada, propiciando assim a definição dos objetivos específicos. O crescimento do reboco é avaliado considerando um escoamento líquido-sólido, no qual a fase sólida mimetiza os LCM's, classificado como disperso na região anular do poço e denso na formação rochosa. A geometria do sistema poço-formação é apresentada na Seção 3.1 com a formação rochosa considerada na escala do poro como um arranjo de cilindros alternados. O escoamento bifásico é modelado na escala da partícula e através de uma abordagem híbrida de Euler-Lagrange, cuja formulação matemática é apresentada separadamente para cada fase na Seção 3.3. A simulação numérica é realizada através do Método de Fase Discreta Densa acoplado ao Método dos Elementos Discretos, ambos descritos no Capítulo 4. No presente trabalho, a formação de reboco é estudada sob a influência de parâmetros do escoamento (número de Reynolds no canal e vazão de invasão), de propriedades das partículas (dimensão e massa específica) e da configuração do arranjo de cilindros (número de cilindros, porosidade e dimensão da garganta de poro). Os parâmetros do problema são descritos na Seção 6.1.

3. FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

A formulação matemática do fenômeno de formação de reboco em condições de filtração dinâmica em meio poroso heterogêneo é apresentada. Inicialmente, são discutidos os aspectos que permitem simplificar o sistema poço-formação esquematizado na Figura 1.2 para uma geometria bidimensional no plano Cartesiano. Discute-se a modelagem do meio poroso na escala do poro adotando uma idealização de arranjo periódico de geometria simples. Na sequência, as condições de contorno são caracterizadas e as equações para o escoamento líquido-sólido são apresentadas separadamente para cada fase

3.1. Geometria do problema

A região anular do sistema poço-formação mostrado na Figura 1.2 é mostrada na Figura 3.1 (a) com o sistema de coordenadas $r\theta z$ situado na extremidade inferior. A circulação de fluido de perfuração é direta de forma que o bombeio é realizado pelo interior da coluna de perfuração com vazão Q_{in} , [m^3/s] sendo o retorno realizado pela região anular com vazão Q_{out} [m^3/s]. A vazão de invasão de fluido para a formação é Q_{fil} [m^3/s].

Os poços considerados para análise no presente trabalho são verticais, de forma que é razoável considerar que a coluna de perfuração se encontra posicionada no centro geométrico. Além disso, supõem-se que os efeitos da rotação da coluna sobre o escoamento são relevantes apenas na região da broca, caracterizada na Figura 1.2 pelo comprimento característico L_{bit} (Seção 1.1). Não obstante, a rotação da coluna influencia o transporte de cascalhos (Ooms e Kampman-Reinhartz, 1996; R.A. Sanchez et al., 1997), mas a inclusão dos efeitos correlatos fica como sugestão para o prosseguimento do presente trabalho.

As propriedades da formação geológica são consideradas isotrópicas na direção polar do poço de forma que o escoamento no anular e a percolação de fluido através da formação são axissimétricos. Portanto, alternativamente a uma abordagem tridimensional em um sistema de coordenadas $r\theta z$, pode-se considerar apenas uma

seção longitudinal do plano rz , conforme mostrado na Figura 3.1 (b). Realiza-se a mudança do sistema de coordenadas de cilíndrico para o Cartesiano, de forma que $r \rightarrow x$, $r\theta \rightarrow z$ e $z \rightarrow y$.

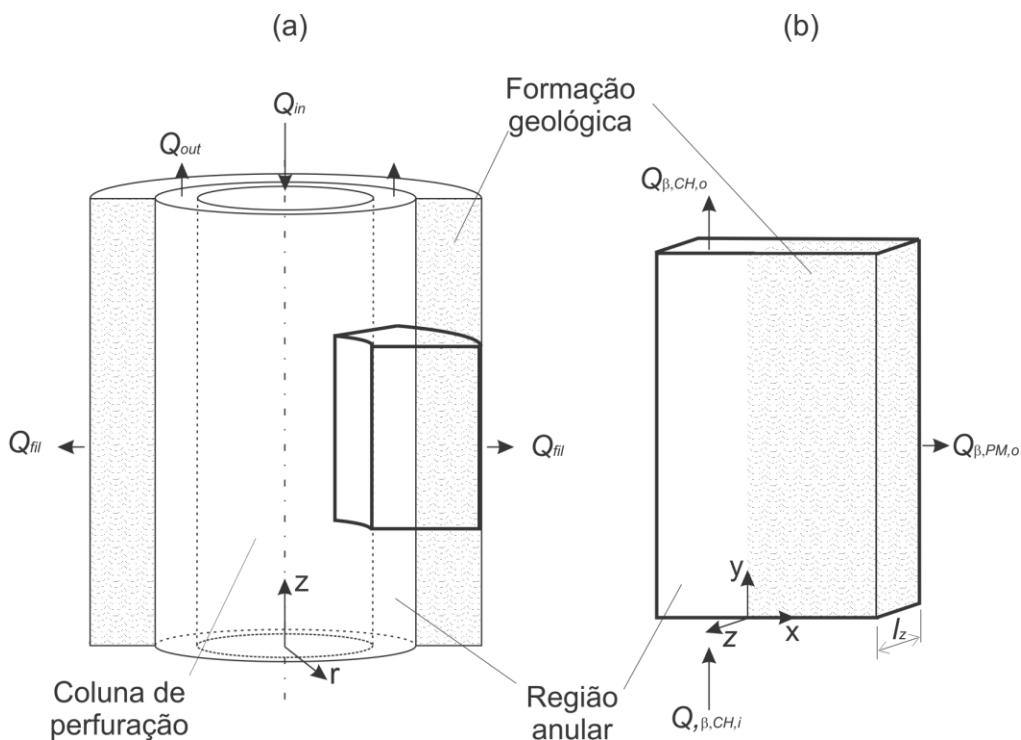


Figura 3.1 – Idealização da região anular do sistema poço-formação. (a) sistema poço-formação. (b) idealização no sistema de coordenadas Cartesiano.

A geometria da Figura 3.1 (b) consiste de um canal vertical com profundidade L_z , delimitado por um meio poroso. Considera-se que as vazões $Q_{\beta,CH,i}$, $Q_{\beta,CH,o}$ e $Q_{\beta,PM,o}$, indicadas na Figura 3.1 (b), encontram-se relacionadas respectivamente com as vazões Q_{in} , e Q_{out} e Q_{fil} , mostradas na Figura 3.1 (a).

O meio poroso encontra-se supostamente saturado do mesmo fluido presente no canal vertical, desconsiderando assim fenômenos de deslocamento de fluidos imiscíveis ou de diluição que podem ocorrer na formação mediante a invasão de fluido externos. Ressalva-se que mesmo se apenas a região afetada (Seção 1.1) for considerada, é pouco provável que o meio seja saturado de uma única fase de fluido, uma vez que, geralmente, existe algum grau de saturação irreduzível em operações de drenagem e

imbibição (Bear, 1972). Contudo, a análise do escoamento multifásico líquido-líquido na região afetada fica como sugestão ao prosseguimento do presente trabalho.

O meio poroso da Figura 3.1 (b) deve ser modelado na escala do poro, conforme é debatido na Seção 2.2, através de uma estrutura periódica simples. A concepção da estrutura porosa ocorre através da replicação de uma célula periódica ilustrada na Figura 3.2 e caracterizada pelos comprimentos h_{REV} e l_{REV} nas direções x e y , respectivamente. O constituinte sólido é idealizado como dois quartos distintos de cilindros de raios $R_{[i]}$ e $R_{[i+1]}$ disposto em vértices diagonais opostos. A menor distância entre os dois cilindros adjacentes ($pt_{[i]}$) é denominada garganta de poro, sendo um parâmetro geométrico que desempenha papel fundamental no processo de formação de reboco, como é descrito na Seção 2.3.

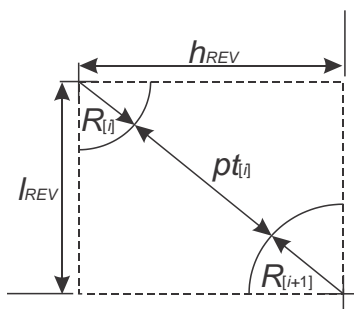


Figura 3.2 – Célula periódica empregada para a concepção do meio poroso.

O meio poroso heterogêneo é confeccionado replicando-se a célula periódica da Figura 3.2, denotado pelo índice i , um número m e n de vezes nas direções x e y , respectivamente. Dessa forma, origina-se uma estrutura periódica de dimensões $h_{PM}=m \cdot h_{REV}$ e $l_{PM}=n \cdot l_{REV}$, esquematicamente representada na Figura 3.3 (a) como um arranjo de cilindros alternados.

No detalhe da Figura 3.3 (b) é mostrado o esquema de indexação das células periódicas, sendo a origem a origem do sistema de coordenadas posicionada na extremidade inferior esquerda do arranjo e não coincidindo com o centro do cilindro de raio $R_{[i=1]}$.

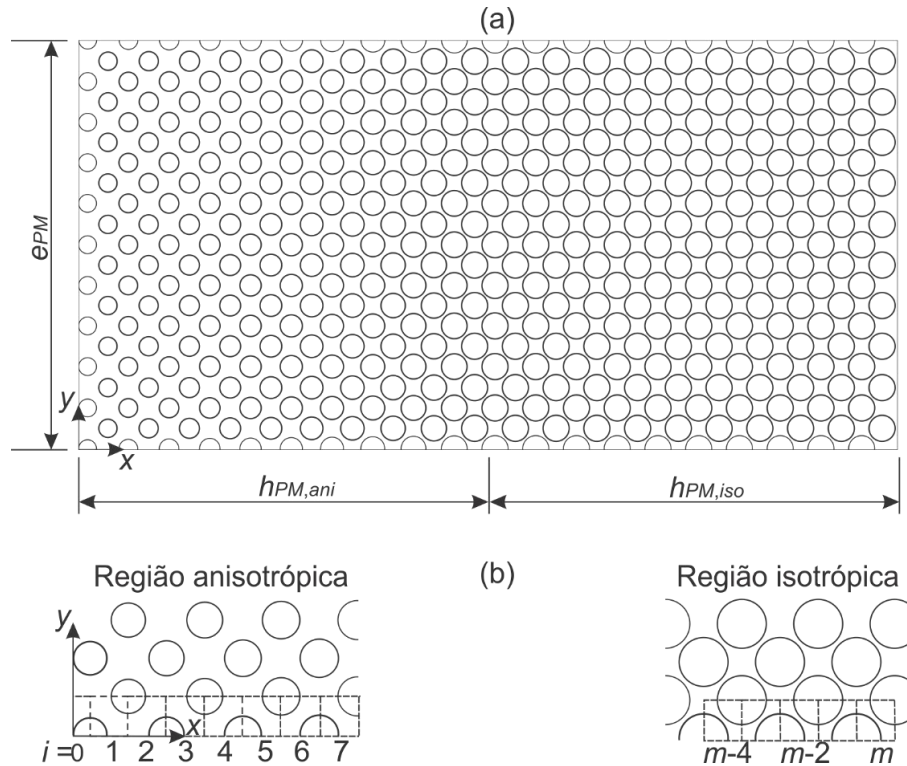


Figura 3.3 – Meio poroso heterogêneo modelado como um arranjo de cilindros alternados. (a) Dimensões principais. (b) Detalhe do esquema de contagem dos volumes elementares representativos.

O arranjo de cilindros alternado mostrado na Figura 3.3 (a) pode ser seccionado em uma região anisotrópica $h_{PM,ani}$ e outra isotrópica $h_{PM,iso}$ para a dimensão da garganta de poro ($pt_{[1]}$). Considera-se hipoteticamente $h_{PM,ani}=h_{PM,iso}$, ou sejam atribui-se um número $m/2$ de células periódicas para cada região de forma que $h_{PM}=h_{PM,ani}+h_{PM,iso}$. Por conveniência, os parâmetros referentes à região isotrópica são referenciados simplesmente pelo sub índice “iso”.

A região anisotrópica é incluída na modelagem a fim de representar efeitos erosivos que eventualmente são observados em decorrência da ação da broca à formação rochosa (Bourgoyne Jr et al., 1991; Mitchell, 1995). Adicionalmente, ressalta-se que a região anisotrópica favorece a formação de reboco interno, uma vez que caso $pt_{[i=1]}$ seja menor que a dimensão das partículas, há formação exclusiva de reboco externo. Por outro lado, se $pt_{[i=1]}$ for maior do que as partículas, o fenômeno de obstrução da garganta de poro não é observado e a deposição eventualmente ocorre por sedimentação. Logo, é conveniente que o meio poroso apresente uma região anisotrópica para $pt_{[1]}$ com um

gradiente de garganta de poro negativo, isto é, $pt_{[i]} > pt_{[i+1]}$. Assim, as partículas conseguem viajar através do arranjo até que encontrem uma garganta de poro intransponível.

No arranjo de cilindros alternados apresentado na Figura 3.3 (a) é possível definir algumas propriedades relevantes como a fração volumétrica da i -ésima célula periódica denotada por $\varphi_{[i]}$ e o comprimento de garganta de poro $pt_{[i]}$, apresentados respectivamente abaixo pela Equação (3.1) e Equação (3.2) e definidos em função dos parâmetros geométricos mostrados na Figura 3.2.

$$\varphi_{[i]} = 1 - \frac{\pi(R_{[i]}^2 + R_{[i+1]}^2)}{4h_{PC}l_{PC}} \quad (3.1)$$

$$pt_{[i]} = (h_{PC}^2 + l_{PC}^2) - (R_{[i]} - R_{[i+1]}) \quad (3.2)$$

A fração volumétrica da célula denotada por $i=0$ é calculada adaptando-se a Equação (3.1), uma vez que o comprimento corresponde a $h_{PC}/2$.

$$\varphi_{[i=0]} = 1 - \frac{\pi R_{[i=1]}^2}{2h_{PC}l_{PC}} \quad (3.3)$$

Na região isotrópica, a fração volumétrica (φ_{iso}) e a garganta de poro (pt_{iso}) são escritas em função do respectivo raio do cilindro (R_{iso}).

$$\varphi_{iso} = 1 - \frac{\pi R_{iso}^2}{2h_{PC}l_{PC}} \quad (3.4)$$

$$pt_{iso} = (h_{PC}^2 + l_{PC}^2) - 2R_{iso} \quad (3.5)$$

A geometria do problema é concebida a partir da junção do canal vertical delimitado pelo meio poroso ilustrado na Figura 3.1 (b) e o arranjo de cilindros alternados da Figura 3.3 (a), resultando no domínio computacional mostrado na Figura 3.4. O canal de escoamento, que representa a seção longitudinal da região anular do poço apresenta

largura h_{CH} e altura e_{PM} , sendo referenciado por TR e limitado pelo meio poroso heterogêneo PM . Com o intuito de evitar problemas numéricos com a implementação de condições de contorno, são adicionados os canais UP de comprimento l_{UP} , DW com l_{DW} e FC com extensão h_{FC} . A condição de fronteira de influxo é prescrita na superfície de controle CH,i de forma que o fluido segue pelo canal até a região TR onde pode seguir dois caminhos distintos: prosseguir escoando pelo canal DW alcançando CH,o ou percolar através do meio poroso heterogêneo em direção à superfície PM,o . Nas superfícies CH,o e PM,o são aplicadas condições de contorno de pressão uniforme de modo que os comprimentos l_{DW} e h_{FC} são estimados garantindo o pleno desenvolvimento do escoamento.

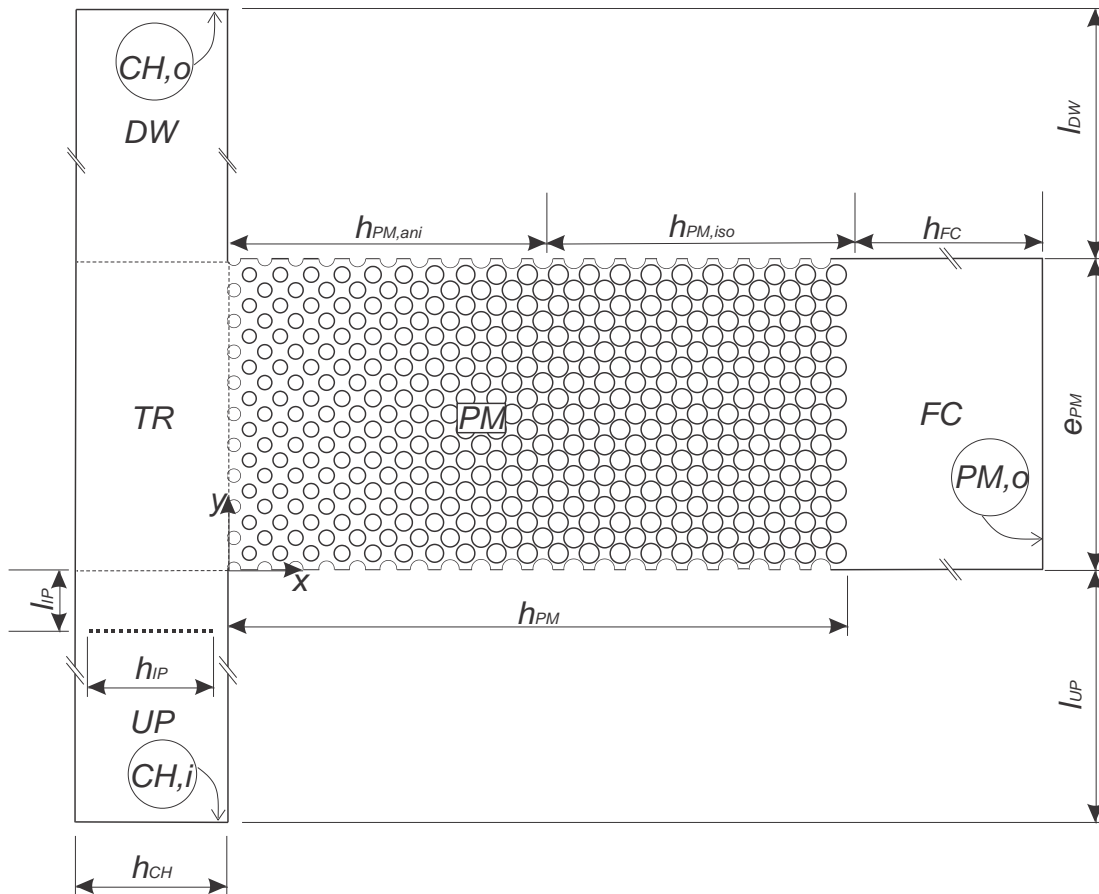


Figura 3.4 – Geometria do problema.

No canal UP situa-se a superfície de injeção de partículas com largura h_{IP} , disposta a uma distância l_{IP} de TR . Detalhes dos parâmetros de injeção são fornecidos no Capítulo

4. As partículas são carregadas ascendentemente pelo escoamento a partir da superfície de injeção e alcançam a região *TR* onde podem seguir pelo canal *DW* até abandonar o domínio ou adentrar o meio poroso. Na região *PM* pode ocorrer os fenômenos de sedimentação ou obstrução da garganta de poro. Ressalta-se que a solução do escoamento particulado é tipicamente tridimensional, uma vez que ocorre deposição de partículas (formação de reboco) em um empacotamento tridimensional que pode ser ordenado (e.g. ortorrômico, cúbico, hexagonal). Logo, o domínio computacional da Figura 3.4 apresenta profundidade constante l_z .

3.2. Condições de contorno e iniciais

As condições de contorno a serem prescritas na geometria da Figura 3.4 são tratadas em função da caracterização do fenômeno de perda de circulação. A metodologia inicialmente proposta por De Lai (2013), e amplamente utilizada em trabalhos subsequentes (Barbosa et al., 2015a, 2015b, De Lai et al., 2015, 2014, 2013) baseia-se em um valor pré-estabelecido da vazão percentual de fuga:

$$Q_{fuga} = \frac{Q_{\beta,PM,o}}{Q_{\beta,CH,i}} \quad (3.6)$$

que é definida em função de $Q_{\beta,PM,o}$ e $Q_{\beta,CH,i}$. A Equação (3.6) fornece uma medida relativa da quantidade da vazão que está sendo perdida para o meio poroso. O cálculo das vazões $Q_{\beta,PM,o}$ e $Q_{\beta,CH,i}$ é apresentado abaixo, sendo $q_{\beta,CH,i}$ e $q_{\beta,PM,o}$ o valor da velocidade média nas superfícies *CH,i* (entrada) e *PM,o* (saída), respectivamente.

$$Q_{\beta,CH,i} = l_z \int_0^{h_{CH}} u_{\beta,y} dx \Rightarrow Q_{\beta,CH,i} = l_z h_{CH} q_{\beta,CH,i} \quad (3.7)$$

$$Q_{\beta,PM,o} = l_z \int_0^{e_{PM}} u_{\beta,x} dy \Leftrightarrow Q_{\beta,PM,o} = l_z e_{PM} q_{\beta,PM,o} \quad (3.8)$$

A metodologia proposta por De Lai (2013) permite calcular os valores de pressão $p_{\beta,CH,o}$ e $p_{\beta,PM,o}$, respectivamente, nas superfícies CH,o e PM,o , de modo que no instante inicial da simulação obtenha-se o valor desejado da vazão inicial de fuga Q_{fuga} .

Na Figura 3.5 é ilustrada esquematicamente as três etapas do procedimento de determinação das condições de contorno. Inicialmente, em (i) o escoamento laminar, monofásico de fluido newtoniano, incompressível e em regime permanente é simulado numericamente prescrevendo na superfície CH,i um perfil de velocidades parabólico. O índice β denota a fase contínua e o campo de velocidade \mathbf{u}_{β} é função das coordenadas espaciais x , y e z .

$$CH,i: \mathbf{u}_{\beta} = -6q_{\beta,CH,i} \left(\frac{x}{h_{CH}} \right) \left(1 - \frac{x}{h_{CH}} \right) \mathbf{e}_y \quad (3.9)$$

Nas superfícies PM,o e CH,o é aplicada condição de contorno de vazão impondo, respectivamente, $Q_{\beta,PM,o}$ e $Q_{\beta,CH,o}$ em função de Q_{fuga} , conforme apresentado na Figura 3.5. Nas superfícies dos cilindros e nas paredes laterais dos canais UP , DW , TR e FC é imposta a condição de não deslizamento, isto é, $\mathbf{u}_{\beta}=0$, enquanto que nas superfícies normais ao plano z é aplicada a condição de contorno de simetria.

$$\mathbf{u}_{\beta}(x, y, z = 0) = \mathbf{u}_{\beta}(x, y, z = l_z) \quad (3.10)$$

O resultado da simulação do estágio (i) são as pressões $p_{\beta,CH,o}^{(i)}$ e $p_{\beta,PM,o}^{(i)}$ em CH,o e PM,o que são função de Q_{fuga} . Para determinar as condições de contorno do estágio (ii), prescreve-se a pressão $p_{\beta,PM,o}^{(ii)} = 0$ em CH,o e em PM,o um diferencial de pressão de referência Δp_{ref} , o qual é estimado através da Equação (3.11) em função dos resultados do estágio (i).

$$\Delta p_{\beta,ref} = p_{\beta,PM,o}^{(i)} - p_{\beta,CH,o}^{(i)} \quad (3.11)$$

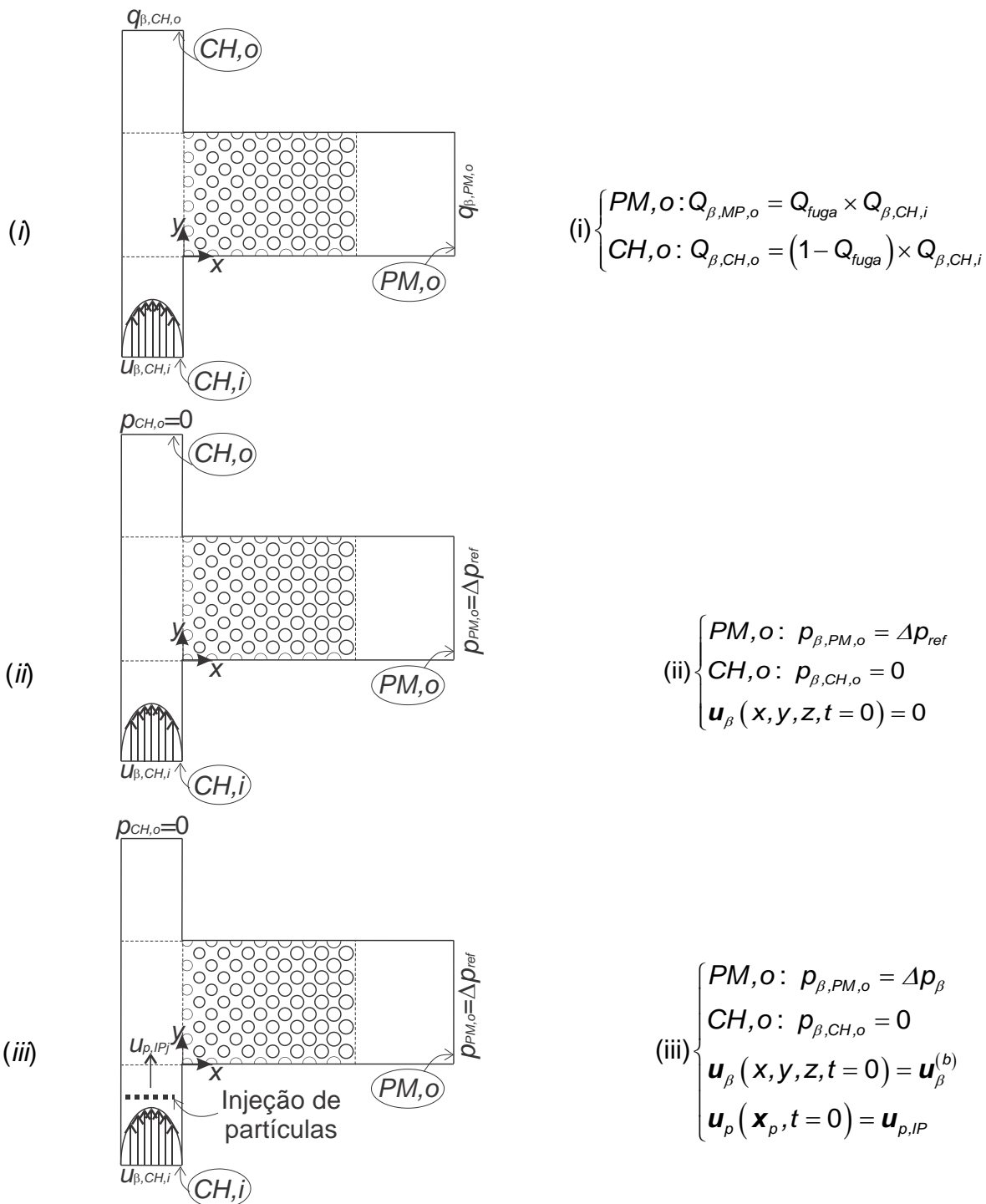


Figura 3.5 – Etapas para a caracterização do fenômeno de invasão baseado na metodologia de De Lai (2013).

Em (ii) o escoamento monofásico de fluido é simulado em regime transiente considerando o repouso como condição inicial. Atingido o regime permanente, observa-

se os campos de velocidade $\mathbf{u}_\beta^{(i)}$ e $\mathbf{u}_\beta^{(ii)}$ obtidos com a simulação dos estágios (i) e (ii), respectivamente, são idênticos. Assim, o campo de velocidade calculado em (ii) é utilizado como condição inicial para a etapa (iii).

$$\mathbf{u}_\beta^{(iii)}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, t = 0) = \mathbf{u}_\beta^{(ii)} \quad (3.12)$$

No estágio (iii) inicia-se a simulação numérica do escoamento particulado injetando-se as partículas com velocidade $\mathbf{u}_{p,IP}$ no instante $t_{IP}=0$. O sub índice p denota a fase sólida (partículas).

$$\mathbf{u}_p(t_{IP} = 0) = \mathbf{u}_{p,IP} \quad (3.13)$$

A utilização de pressão uniforme em CH,o e PM,o como condição de fronteira é fundamental para a observação do decaimento temporal de Q_{fuga} em decorrência da formação reboco, o qual incute ao escoamento uma queda de pressão. Na sequência, a formulação do problema que é realizada separadamente para a fase contínua e a discreta.

3.3. Formulação matemática

A formulação do escoamento bifásico líquido-sólido é realizada sob uma abordagem híbrida de Euler-Lagrange de forma segregada para o fluido e as partículas, resultando em um conjunto de equações para cada fase. As equações devem ser devidamente acopladas para contabilizar o acoplamento entre fases.

3.4. Formulação para o fluido

O escoamento do fluido é considerado sob uma perspectiva Euleriana, de modo que a hipótese do contínuo é aplicada para as propriedades do fluido (Michaelides e

Feng, 2016). Logo, o campo vetorial de velocidade \mathbf{u}_β [m/s] é definido em função do espaço assumindo a forma $\mathbf{u}_\beta = u_\beta(x, y, z, t)$.

Para o escoamento são consideradas algumas hipóteses que são enumeradas e justificadas a seguir.

1. Escoamento laminar. Reconhece-se que durante a perfuração o escoamento na região anular pode ser transitório com o aparecimento de vórtices de Taylor (Fisher et al., 2000). Contudo, em virtude da complexidade dos fenômenos analisados, é prudente desconsiderar inicialmente a turbulência. No domínio computacional ilustrado na Figura 3.4 o regime laminar no canal vertical é satisfeito mantendo o número de Reynolds no canal, $Re_{CH,i}$, definido através da equação abaixo, menor que o valor de transição (White, 2006). Na Equação (3.14) tem-se μ_β [Pa.s] representando a viscosidade dinâmica e ρ_β [kg/m³] a massa específica do fluido.

$$Re_{CH,i} = \frac{\rho_\beta \mathbf{q}_{\beta,CH,i} h_{CH}}{\mu_\beta} < 2200 \quad (3.14)$$

2. Ausência de reações químicas, uma vez que, pelo menos na escala de tempo característica do presente trabalho, as fases são quimicamente inertes.
3. Escoamento de fluido newtoniano. Sabe-se que o fluido de perfuração é um fluido não newtoniano e inclusive apresenta propriedades dependentes do tempo (Bourgoyne Jr et al., 1991; Ferguson e Klotz, 1954; Gray e Darley, 1980; Growcock e Harvey, 2005). Entretanto, em razão da natureza preliminar do presente trabalho, o fluido é considerado como Newtoniano. A inclusão dos efeitos não newtonianos fica como sugestão para trabalhos futuros.
4. Escoamento incompressível.
5. Escoamento isotérmico.
6. Aquecimento devido à dissipação térmica não considerado.

Em sintonia com a metodologia descrita para a determinação das condições de contorno descritas na Seção 3.2, primeiramente o escoamento é considerado como monofásico. Fazendo uso das simplificações, tem-se, respectivamente, a equação de balanço de massa e de quantidade de movimento.

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_\beta = 0 \quad (3.15)$$

$$\rho_\beta \frac{D\mathbf{u}_\beta}{Dt} = -\nabla p_\beta + \mu_\beta \nabla^2 \mathbf{u}_\beta + \rho_\beta \mathbf{g} \quad (3.16)$$

Conforme já foi discutido, o sub índice β denota a fase contínua, a massa específica é denotada por ρ_β [kg/m³], a viscosidade dinâmica por μ_β [Pa.s] e o vetor aceleração da gravidade por \mathbf{g} [m/s²]. A velocidade do fluido pode ser escrita em função dos componentes ortogonais $u_{\beta,x}$, $u_{\beta,y}$ e $u_{\beta,z}$ [m/s] ao longo dos vetores unitários \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y e \mathbf{e}_z , respectivamente.

$$\mathbf{u}_\beta = u_{\beta,x} \mathbf{e}_x + u_{\beta,y} \mathbf{e}_y + u_{\beta,z} \mathbf{e}_z \quad (3.17)$$

Os operadores gradientes apresentados nas Equações (3.15) e (3.16) são definidos exclusivamente no sistema Cartesiano.

$$\nabla(\) = \frac{\partial(\)}{\partial x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial(\)}{\partial y} \mathbf{e}_y + \frac{\partial(\)}{\partial z} \mathbf{e}_z \quad (3.18)$$

$$\frac{D(\)}{Dt} = \frac{\partial(\)}{\partial t} + u_{\beta,x} \frac{\partial(\)}{\partial x} + u_{\beta,y} \frac{\partial(\)}{\partial y} + u_{\beta,z} \frac{\partial(\)}{\partial z} \quad (3.19)$$

No caso do escoamento monofásico, simulado para o estágio (*i*) de determinação das condições de contorno na Seção 3.2, as Equações (3.15) e (3.16) podem ser simplificadas para duas dimensões devido às condições de fronteira de simetria aplicadas às superfícies normais à direção z . Desta forma, pode-se escrever,

respectivamente, a equação de balanço de massa e de balanço de quantidade movimento nas direções x e y .

$$\frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial x} + \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial x} = 0 \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial t} + u_{\beta,x} \frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial x} + u_{\beta,y} \frac{\partial u_{\beta,x}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_\beta} \frac{\partial p_\beta}{\partial x} + \frac{\mu_\beta}{\rho_\beta} \left(\frac{\partial^2 u_{\beta,x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{\beta,x}}{\partial y^2} \right) \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial t} + u_{\beta,x} \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial x} + u_{\beta,y} \frac{\partial u_{\beta,y}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_\beta} \frac{\partial p_\beta}{\partial x} + \frac{\mu_\beta}{\rho_\beta} \left(\frac{\partial^2 u_{\beta,y}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{\beta,y}}{\partial y^2} \right) + g \quad (3.22)$$

As equações da fase contínua para o escoamento bifásico líquido-sólido são adaptadas para levar em consideração os efeitos decorrentes da fase sólida. O escoamento líquido-sólido de interesse para o presente trabalho, conforme discutido na Seção 2.1, é disperso no canal UP , TR e DW e denso no meio poroso PM . O fluxo volumétrico da fase sólida é incorporado às equações de balanço da fase fluida (Popoff e Braun, 2007) através da inclusão da fração volumétrica de sólido ε_p tornando-as adequadas à simulação de escoamentos densos nos quais $\varepsilon_p > 0,1$. Na Equação (3.23) e na Equação (3.24) o acoplamento com a fase sólida é realizado através da fração volumétrica de fluido (ε_β) e do termo fonte $f_{p\beta}$, o qual representa a força por unidade de volume exercida pelas partículas no fluido (Prosperetti e Tryggvason, 2007).

$$\frac{\partial(\rho_\beta \varepsilon_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\beta \varepsilon_\beta \mathbf{u}_\beta) = 0 \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta \mathbf{u}_\beta) = -\varepsilon_\beta \nabla p_\beta + \nabla \cdot (\mu_\beta \varepsilon_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \rho_\beta \varepsilon_\beta \mathbf{g} + \mathbf{f}_{p\beta} \quad (3.24)$$

Notavelmente, a Equação (3.15) e a Equação (3.16) para o escoamento monofásico pode ser considerada como uma particularização, respectivamente, da Equação (3.23) e da Equação (3.24) para o escoamento particulado, haja vista que tem-se $\varepsilon_\beta = 1$ e $\mathbf{f}_{p\beta} = 0$.

3.5. Formulação para a fase discreta

No presente trabalho, as partículas são consideradas com formato esférico. Não obstante, tal suposição não é válida quando comparada à morfologia irregular de materiais de perda de circulação, destaca-se que a modelagem do presente trabalho se encontra na escala mesoscópica e os efeitos de interação fluido-partícula são tomados através da média das propriedades do fluido nas adjacências da partícula, sendo evitadas a aplicação de condições de contorno na interface-fluido partícula. O estudo da influência da forma das partículas fica como sugestão para trabalhos futuros.

As propriedades da fase sólida (massa específica da partícula, diâmetro, morfologia, entre outros) são constantes, não havendo variações oriundas de fenômenos físicos (e.g. transferência de massa) e químicos.

O movimento de cada partícula j é computado deterministicamente através de uma perspectiva Lagrangiana com base na 2ª lei de Newton:

$$m_{p[j]} \frac{d\mathbf{u}_{p[j]}}{dt} = \underbrace{\mathbf{F}_{d,s[j]} + \mathbf{F}_{pg,s[j]} + \mathbf{F}_{vm,s[j]} + \mathbf{F}_{ff,s[j]} + \mathbf{F}_{lm,s[j]} + \mathbf{F}_{b,b[j]}}_{\text{interação com a fase contínua}} + \mathbf{F}_{g,b[j]} + \mathbf{F}_{p,c[j]} \quad (3.25)$$

Colisão

sendo $m_{p[j]}$ [kg] a massa e $\mathbf{u}_{p[j]}$ [m/s] a velocidade da partícula j definida em função dos componentes ortogonais $u_{p,x[j]}$, $u_{p,y[j]}$ e $u_{p,z[j]}$ [m/s] respectivamente dispostos ao longo dos vetores unitários \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y e \mathbf{e}_z . O subscrito p denota a fase discreta.

$$\mathbf{u}_{p[j]} = u_{p,x[j]} \mathbf{e}_x + u_{p,y[j]} \mathbf{e}_y + u_{p,z[j]} \mathbf{e}_z \quad (3.26)$$

No presente trabalho são consideradas as forças de arrasto $\mathbf{F}_{d,s[j]}$ [N], de gradiente de pressão $\mathbf{F}_{pg,s[j]}$ [N], de massa virtual $\mathbf{F}_{vm,s[j]}$ [N], de sustentação de Saffman $\mathbf{F}_{ff,s[j]}$ [N], de sustentação de Magnus $\mathbf{F}_{lm,s[j]}$ [N] e o empuxo $\mathbf{F}_{p,b[j]}$ [N] que representam as forças de interação com fluido. A força peso é denotada por $\mathbf{F}_{g,b[j]}$. Os índices “s” e “b” qualificam as respectivas forças como superficial e de corpo. Tais forças podem ser computadas a

partir de correlações analíticas ou experimentais resumidas na Tabela 3.1 e discutidas no APÊNDICE A.

Tabela 3.1 – Resumo das forças que atuam sobre a partícula j . Informações adicionais são providas no APÊNDICE A.

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

Com respeito às interações de contato partícula-partícula e partícula-parede na dinâmica de escoamentos multifásicos, são identificados os fenômenos de colisão e de atrito, que de um viés físico, diferem apenas em relação à respectiva duração (Oweis et al., 2006). Tais interações são representadas na Equação (3.25) através da força de contato $\mathbf{F}_{c,s[j]}$ [N].

Uma esquematização do contato entre a Partícula 1 e a Partícula 2 é ilustrada na Figura 3.6 (a), sendo que a linha tracejada une os respectivos centros C_1 e C_2 . Pode-se assim definir os vetores unitários na direção normal ($\mathbf{n}_{[12]}$) e tangencial ($\mathbf{t}_{[12]}$), respectivamente.

A força de contato que atua na partícula 1 pode então ser decomposta ao longo de $\mathbf{n}_{[12]}$ e $\mathbf{t}_{[12]}$ em força normal de colisão ($\mathbf{F}_{n[1]}$) e tangenciais de atrito ($\mathbf{F}_{t[1]}$), como ilustrado na Figura 3.6 (b).

$$\mathbf{F}_{p,c[1]} = \mathbf{F}_{n[1]} + \mathbf{F}_{t[1]} = F_{n[1]} \mathbf{n}_{12} + F_{t[1]} \mathbf{t}_{12} \quad (3.27)$$

Ressalta-se que pela terceira lei de Newton, tratamento análogo pode ser aplicado às forças que atuam na partícula 2, também representadas na Figura 3.6 (b).

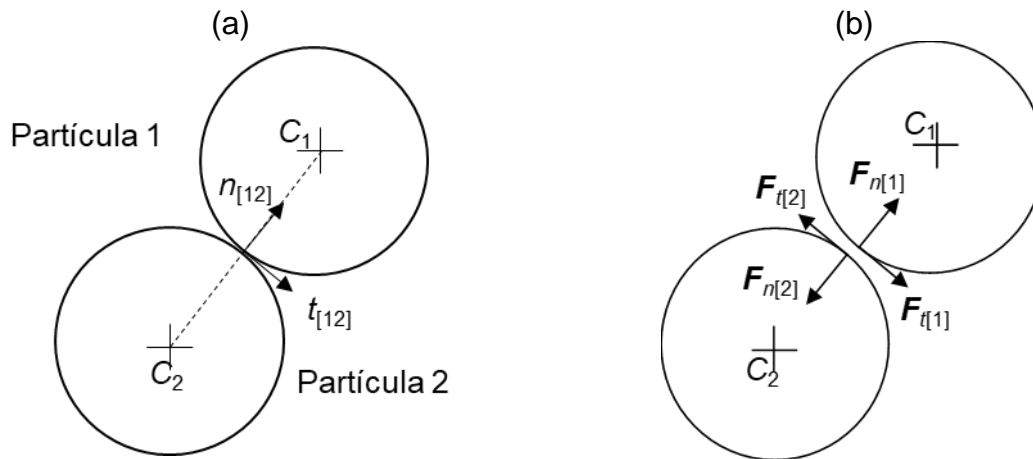


Figura 3.6 – Representação esquemática do contato entre duas partículas. (a) definição dos vetores unitários normal (\mathbf{n}_{12}) e tangencial (\mathbf{t}_{12}). (b) Atuação das forças de contato em cada partícula.

A fim de quantificar a força de colisão F_n e de atrito F_t existe na literatura uma diversidade de modelos como o de potencial contínuo, o visco elástico linear, o visco elástico não-linear e os de histerese (Di Renzo e Di Maio, 2004; Kruggel-Emden et al., 2007) e os modelos mecânicos de atrito (Kruggel-Emden et al., 2008). No presente trabalho, são utilizados o modelo visco elástico linear para a força de colisão e o atrito de Coulomb que são empregados com o Método dos Elementos Discretos para o cálculo de $\mathbf{F}_{p,c}$, que é apresentado na Seção 4.2.

Uma vez que a aceleração resultante atuante na partícula j é conhecida, pode-se determinar a velocidade $\mathbf{u}_{p[j]}$ integrando-se temporalmente a Equação (3.25). O mesmo é verdadeiro para a posição da $\mathbf{x}_{p[j]}$ [m].

$$\mathbf{x}_{p[j]} = \int_{t_{\text{inicial}}}^{t_{\text{final}}} \mathbf{u}_{p[j]} dt \quad (3.28)$$

$$\mathbf{x}_p = x_{p,x} \mathbf{e}_x + x_{p,y} \mathbf{e}_y + x_{p,z} \mathbf{e}_z \quad (3.29)$$

A partícula apresenta movimento de rotação em torno do próprio centroide caracterizado pela velocidade angular $\boldsymbol{\omega}_p$ [1/s].

$$\boldsymbol{\omega}_{p[j]} = \nabla \times \mathbf{u}_{p[j]} \quad (3.30)$$

$$\boldsymbol{\omega}_{p[j]} = \omega_{p,x[j]} \mathbf{e}_x + \omega_{p,y[j]} \mathbf{e}_y + \omega_{p,z[j]} \mathbf{e}_z \quad (3.31)$$

O movimento rotacional é avaliado através de um balanço de torques \mathbf{T} [N.m] e quantidade de movimento angular, definido na Equação (3.32) em função do torque de arrasto viscoso $\mathbf{T}_{d,s[j]}$ [N.m] e do torque de contato $\mathbf{T}_{c,s[j]}$ [N.m].

$$I_{p[j]} \frac{d\boldsymbol{\omega}_{p[j]}}{dt} = \underbrace{\mathbf{T}_{d,s[j]}}_{\text{Arrasto}} + \underbrace{\mathbf{T}_{c,s[j]}}_{\text{Contato}} \quad (3.32)$$

O momento de inércia da partícula j é denotado por $I_{p[j]}$ [kg.m²]. O toque $\mathbf{T}_{d,s[j]}$ atua no sentido de acelerar a partícula devido a existência de velocidade relativa com o fluido. A expressão para o cálculo de $\mathbf{T}_{d,s[j]}$ é de natureza analítica, sendo apresentada no APÊNDICE A.

Situação análoga a observada para as forças pode ser aplicada para os torques de contato $\mathbf{T}_{c,s}$, que decorrem da interação entre os pares partícula-partícula e partícula-parede. O torque $\mathbf{T}_{c,s,1}$ na partícula 1 pode ser decomposto ao longo do vetor normal $\mathbf{n}_{[12]}$ e tangencial $\mathbf{t}_{[12]}$ como respectivamente torque normal ($\mathbf{T}_{n[1]}$) e torque tangencial ($\mathbf{T}_{t[1]}$).

$$\mathbf{T}_{c,s[1]} = \mathbf{T}_{n[1]} + \mathbf{T}_{t[1]} \Leftrightarrow \mathbf{T}_{c,s[1]} = T_{n[1]} \mathbf{n}_{[12]} + T_{t[1]} \mathbf{t}_{[12]} \quad (3.33)$$

Os torques $\mathbf{T}_{n[1]}$ e $\mathbf{T}_{t[1]}$ são calculados através do Método dos Elementos Discretos, descrito na Seção 4.2, empregando o modelo e atrito de Coulomb (Kruggel-Emden et al., 2008).

A Equação (3.32) é solucionada para $\omega_p = \omega_p(t)$ e a posição angular da partícula $\theta_{p[j]}$ [rad] é determinada através da integração temporal da Equação (3.32).

$$\theta_{p[j]} = \int_{t_{\text{inicial}}}^{t_{\text{final}}} \omega_{p[j]} dt \quad (3.34)$$

3.6. Síntese do Capítulo 3

Nesse capítulo, é apresentada a formulação matemática do problema de formação de reboco. São discutidas as idealizações que resultam na geometria do problema, a qual consiste de um canal vertical de seção transversal retangular delimitado por um arranjo de cilindros alternados. O meio poroso heterogêneo é anisotrópico na direção do escoamento para a dimensão da garganta de poro a fim de favorecer a formação de reboco interno. As condições de contorno são caracterizadas para o fenômeno de perda de circulação através da vazão inicial de fuga Q_{fuga} .

A formulação matemática do escoamento líquido-sólido é realizada separadamente para cada fase. O escoamento da fase fluida é assumido laminar, de fluido newtoniano, incompressível e isotérmico. A formulação matemática é realizada adotando-se uma abordagem Euleriana, resultando nas equações de balanço de massa e de quantidade de movimento que são acopladas à fase sólida através da fração volumétrica de sólido e de um termo fonte. As partículas são tratadas através de uma perspectiva Lagrangiana, sendo aplicados individualmente o balanço de quantidade de movimento linear e angular. A interação com a fase fluida é analisada através de forças (e.g. arrasto, massa virtual, gradiente de pressão, sustentação) e torque (e.g. arrasto viscoso) que são discutidos no APÊNDICE A. As forças e torques de contato devido à colisão e o atrito dos pares partícula-partícula e partícula-parede são calculados empregando-se o Método dos Elementos Discretos descrito na 4.2.

4. MODELAGEM NUMÉRICA

A modelagem matemática apresentada no Capítulo 3 resulta em um conjunto de equações acopladas para o escoamento bifásico líquido-sólido, compreendendo as Equações (3.23) e (3.24) para a fase fluida e as Equações (3.25) e (3.32) definidas para cada partícula. Diante da inexistência de uma solução analítica para o problema busca-se uma solução de natureza numérica, a fim de que seja possível obter o campo de velocidade e pressão do fluido, bem como os valores finais de posição, velocidades (linear e angular) de cada partícula. Desta forma, nesse capítulo é apresentado o método numérico empregado para a solução do escoamento bifásico líquido-sólido que, conforme é discutido na Seção 2.1, pode apresentar os padrões disperso e denso. Em especial para o escoamento denso, as interações de colisão e atrito entre as partículas são frequentes. Nesse sentido, o Método de Fase Discreta Densa (DDPM) é capaz de solucionar ambos os regimes e também ser acoplado ao Método dos Elementos Discretos (DEM), sendo este último utilizado para calcular as forças de colisão e de atrito. Adicionalmente, o acoplamento do DDPM-DEM favorece a simulação de uma quantidade de partícula suficiente para a visualização da formação do reboco. Portanto, nesse capítulo são descritos os aspectos do DDPM-DEM como as equações na forma discreta e as formas de calcular os termos de acoplamento. Por fim, o procedimento iterativo de solução é apresentado.

4.1. Modelo de Fase Discreta Densa – DDPM

Na formulação matemática para o escoamento líquido-sólido, apresentada na Seção 3.3, considera-se um conjunto de equações para o fluido e outro para o movimento translacional e rotacional de cada uma das partículas. Assim, inicialmente são debatidos alguns aspectos da solução da fase contínua.

O modelo de Fase Discreta Densa (DDPM) é na realidade uma evolução do Modelo de Fase Discreta (DPM) que possibilita a simulação de escoamentos densos cuja fração volumétrica de sólidos é $\varepsilon_p > 10\%$ (FLUENT, 2016). O balanço de quantidade de movimento linear para a fase fluida é apresentado na Equação (3.24), sendo que a

natureza bifásica do escoamento é caracterizada pelos termos de fração volumétrica ε_β e o termo de acoplamento $\mathbf{f}_{p\beta}$. Tal equação é reescrita na Equação (4.1) onde o termo de acoplamento com a fase discreta ($\mathbf{f}_{p\beta}$) é decomposto nos termos fontes denotados por \mathbf{f}_{DPM} [N/m³] e \mathbf{s}_{DPM} [N/m³].

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

De acordo com o Método dos Volumes Finitos (Patankar, 1980), a Equação (4.1) é integrada em um volume de controle e escrita abaixo na forma discreta. O volume de controle apresenta volume total V_{VC} [m³], sendo delimitado por um número N_{faces} de superfícies de controle, cada uma com área $\mathbf{A}_{SC[f]}$ de forma que $1 \leq f \leq N_{\text{faces}}$. O termo fonte $s_{u_\beta}^{n+1}$ refere-se à solução do próprio fluido contabilizando, por exemplo, o efeito do gradiente de pressão e das forças de corpo.

$$\rho_\beta \frac{\varepsilon_\beta^{np} (\mathbf{u}_\beta^{n+1} - \mathbf{u}_\beta^n)}{\Delta t_\beta} V_{VC} + \sum_{f=1}^{N_{\text{faces}}} \rho_\beta \mathbf{u}_\beta^{n+1} (\varepsilon_\beta^{np} \mathbf{u}_\beta^{n+1} \cdot \mathbf{A}_{SC[f]}) = \sum_{f=1}^{N_{\text{faces}}} \mu_\beta (\nabla (\varepsilon_\beta^{np} \mathbf{u}_\beta^{n+1}) \cdot \mathbf{A}_{SC[f]}) + s_{u_\beta}^{n+1} V_{VC} + \mathbf{f}_{DPM}^{np} + \mathbf{s}_{DPM}^{np} \quad (4.2)$$

Utiliza-se integração implícita de primeira ordem (Versteeg e Malalasekera, 1995) na Equação (4.2) para o tratamento do termo temporal em razão de um passo de tempo para a fase contínua Δt_β [s]. O sobrescrito “n+1” denota o valor da respectiva propriedade a ser calculada no presente passo de tempo, enquanto que “n” refere-se aos valores já computados no passo de tempo anterior.

Observa-se que os índices “n+1” e “n” estão associados a propriedades (massa e quantidade de movimento) da fase contínua, enquanto que na Equação (4.2) também apresenta termos associados às propriedades das partículas, os quais são referenciados

pelo “ np ” (e.g. ε_{β}^{np} , \mathbf{f}_{DPM}^{np} e \mathbf{s}_{DPM}^{np}). Em razão da natureza segregada da solução numérica, os valores denotados por “ np ” são tratados durante o cálculo das velocidades (linear e angular) e posição das partículas, conforme é discutido na Seção 4.3.

A fração volumétrica do fluido é calculada a partir da posição final de cada partícula \mathbf{x}_p que fornece a quantidade de partículas N_p que estão contidas em um volume de controle. Uma vez que as partículas são esféricas, pode-se calcular a fração volumétrica de sólido, ε_p^{np} , através da Equação (4.3) e, conseqüentemente, a fração volumétrica de fluido, ε_{β}^{np} utilizando a Equação (4.4). Ressalta-se que N_p não é necessariamente um número inteiro, haja vista que o volume de uma partícula j pode estar fracionado em vários volumes de controle da malha.

$$\varepsilon_p^{np} = \frac{\pi}{6} \frac{\sum_{j=0}^{N_p} d_{p[j]}^3}{V_{VC}} \quad (4.3)$$

$$\varepsilon_{\beta}^{np} = 1 - \varepsilon_p^{np} \quad (4.4)$$

A passagem das partículas pelo volume de controle ocasiona um aporte de quantidade de movimento que é computado na Equação (4.2) através do termo \mathbf{s}_{DPM}^{np} , cuja expressão é apresentada na Equação (4.5). Considera-se o somatório da variação de quantidade de movimento linear entre a saída e a entrada de cada partícula j em um volume de controle da malha, sendo Δt_p [s] o passo de tempo da partícula j .

$$\mathbf{s}_{DPM}^{np} = - \sum_j^{N_p} \left(\frac{(m_{p[j]} \mathbf{u}_{p[j]})_{saída} - (m_{p[j]} \mathbf{u}_{p[j]})_{entrada}}{\Delta t_p} \right) \quad (4.5)$$

O acoplamento entre as fases ocorre através do termo \mathbf{f}_{DPM}^{np} que quantifica a transferência de quantidade de movimento devido às interações partícula-fluido através da Equação (4.6). Salienta-se a dependência com as forças que atuam sobre a partícula,

sumarizadas na Tabela 4.1 e Tabela 4.2 e o coeficiente de acoplamento da força de arrasto, o qual é denotado por $K_{\rho\beta}$ sendo expresso pela Equação (4.7). As forças de atuação da partícula sobre o fluido são calculadas de acordo com a 3ª lei de Newton compreendendo a força de massa virtual, a força de gradiente de pressão, a força de sustentação de Saffman e a força de sustentação de Magnus.

$$\mathbf{f}_{DPM}^{np} = \sum_j^{N_p} \left[\left(\mathbf{u}_{\rho[j]} - \mathbf{u}_{\beta[j]} \right)^{np} m_{\rho[j]} K_{\rho\beta[j]} + \frac{\left(\mathbf{F}_{vm,s[j]} + \mathbf{F}_{pg,s[j]} + \mathbf{F}_{ls,s[j]} + \mathbf{F}_{lm,s[j]} \right)^{np}}{V_{VC}} \right] \quad (4.6)$$

$$K_{\rho\beta[j]} = \frac{\varepsilon_p^{np} \rho_p C_{D[j]} Re_{\rho[j]}}{\tau_{\rho[j]} 24} \quad (4.7)$$

Os valores de ε_p^{np} e ε_β^{np} e \mathbf{f}_{DPM}^{np} e \mathbf{s}_{DPM}^{np} são calculados para cada volume de controle da malha computacional, mas contrariamente à alocação ao centroide do respectivo volume, prefere-se distribuí-los aos nós dos volumes de controle adjacentes utilizando uma função de distribuição apropriada. A distribuição reduz a dependência dos resultados com a malha, aumentando a estabilidade numérica para as simulações com o modelo DDPM-DEM devido à suavização do efeito das partículas sobre a solução do escoamento da fase contínua (Apte et al., 2008; De Lai, 2013).

Considerando um volume de controle com uma quantidade de nós N_{nos} situados nas posições $\mathbf{x}_{nos[i]}$, preenchido com N_p partículas cujas respectivas posições são $\mathbf{x}_{\rho[j]}$, tem-se o valor da propriedades Θ_p . O valor de Θ_p é tomado como média local ao centroide do volume de controle (e.g. ε_p^{np} , ε_β^{np} , \mathbf{f}_{DPM}^{np} , \mathbf{s}_{DPM}^{np}). A propriedades média no $\Theta_{no,av[i]}$ no nó de índice i é calculada através da Equação (4.8) fazendo uso de um fator de ponderação $\sigma_{[i]}$ (FLUENT, 2016).

$$\Theta_{no,av} = \sum_i^{N_{nos}} \sum_j^{N_p} \sigma_{[i]} \left(\mathbf{x}_{\rho[j]} - \mathbf{x}_{nos[i]} \right) \Theta_p \quad (4.8)$$

Notavelmente, a Equação (4.2), o qual compreende o balanço de quantidade de movimento para a fase de fluido na forma discreta, pode ser simplificada para o caso de escoamento monofásico, o qual é de interesse para a determinação dos estágios (i) e (ii) das condições de contorno descritas na Seção 3.2. Para tanto, basta fazer com que $\mathbf{s}_{DPM}^{np} = \mathbf{f}_{DPM}^{np} = 0$ e $\varepsilon_\beta = 1$. A solução do escoamento monofásico é descrita no APÊNDICE B. A solução da Equação (4.2) para o escoamento particulado é descrita na Seção 4.3 através do processo iterativo do DDPM-DEM, o qual resolve separadamente as equações do fluido e das partículas.

O movimento da partícula pode ser expresso em função da Equação (3.25) e (3.32) que respectivamente consistem de balanços de quantidade de movimento linear e angular.

Levando em consideração que se deseja caracterizar o movimento de cada partícula conhecendo-se a velocidade linear, a posição e a velocidade angular ao final de cada passo de tempo, a Equação (3.25), (3.28) e (3.32) são reescritas abaixo para uma partícula j .

$$\frac{d\mathbf{u}_{\rho[j]}}{dt} = \frac{1}{\tau_{\rho[j]}} (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) + \mathbf{a}_{\rho F[j]} \quad (4.9)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_{\rho[j]}}{dt} = \mathbf{u}_{\rho[j]} \quad (4.10)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\omega}_{\rho[j]}}{dt} = \frac{\mathbf{T}_{d,s[j]} + \mathbf{T}_{c,s[j]}}{I_{\rho[j]}} \quad (4.11)$$

Na Equação (4.9), o parâmetro $\tau_{\rho[j]}$ é o tempo de resposta da partícula, definindo na Equação (4.12), que depende da força de arrasto, sendo $C_{D[j]}$ o coeficiente de arrasto e $Re_{\rho[j]}$ o número de Reynolds translacional da partícula definidos no APÊNDICE A.

$$\tau_{\rho[j]} = \frac{\rho_\rho d_{\rho[j]}^2}{18\mu_\beta} \frac{24}{C_{D[j]} Re_{\rho[j]}} \quad (4.12)$$

A velocidade do fluido $\mathbf{u}_{\beta[j]}$ na Equação (4.9) é tomada na linha de corrente que cruza o centroide da partícula j . Além disso, $\mathbf{a}_{\rho F[j]}$, Equação (4.13), representa a aceleração (força dividida pela massa) inculida pela ação das forças de gradiente de pressão, de massa virtual, de sustentação de Saffman, de sustentação de Magnus, de empuxo gravitacional e de contato (colisão e atrito). As forças e os torques de contato (colisão e atrito) são calculados utilizando o Método dos Elementos Discretos (*Discrete Element Method* – DEM), a ser apresentado na Seção 4.2.

As interações da partícula com o escoamento do fluido são contabilizadas através das forças e do torque de arrasto que são descritas no APÊNDICE A. Um sumário para as expressões das forças que atuam na partícula j é apresentado na Tabela 4.1.

$$\mathbf{a}_{\rho F[j]} = \frac{1}{m_{\rho[j]}} \left(\mathbf{F}_{\rho g, s[j]} + \mathbf{F}_{vm, s[j]} + \mathbf{F}_{ls, s[j]} + \mathbf{F}_{lm, s[j]} + \mathbf{F}_{b, b[j]} + \mathbf{F}_{g, b[j]} + \mathbf{F}_{\rho, c[j]} \right) \quad (4.13)$$

Tabela 4.1 – Sumário de expressões das forças que atuam sobre uma partícula j .

Forças	Expressão
Arrasto	$\mathbf{F}_{d, s[j]} = m_{\rho[j]} \frac{18\mu_{\beta}}{\rho_{\rho[j]} d_{\rho[j]}^2} \frac{C_{D[j]} Re_{\rho[j]}}{24} (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) \quad (4.14)$
Gravidade e empuxo	$\mathbf{F}_{gb[j]} = m_{\rho[j]} \frac{(\rho_{\rho[j]} - \rho_{\beta})}{\rho_{\rho[j]}} \mathbf{g} \quad (4.15)$
Gradiente de pressão	$\mathbf{F}_{\rho g[j]} = m_{\rho[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\rho[j]}} (\mathbf{u}_{\beta[j]} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta[j]}) \quad (4.16)$
Massa virtual	$\mathbf{F}_{vm[j]} = C_{vm} m_{\rho[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\rho[j]}} \frac{D}{Dt} (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) \quad (4.17)$
Sustentação de Saffman	$\mathbf{F}_{ls, s[j]} = m_{\rho[j]} \frac{2C_{ls}}{d_{\rho[j]}} \frac{\sqrt{\mu_{\beta} \rho_{\beta}}}{\rho_{\rho[j]}} \gamma (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) \quad (4.18)$
Sustentação de Magnus	$\mathbf{F}_{lm, s[j]} = m_{\rho[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\rho[j]}} \boldsymbol{\omega}_{\rho[j]} \times (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{\rho[j]}) C_{lm[j]} \quad (4.19)$
Colisão e atrito	$\mathbf{F}_{\rho, c[j]} = \mathbf{F}_{n[j]} + \mathbf{F}_{t[j]} \quad (4.20)$

Note que a força de arrasto, Equação (4.14), e a força de sustentação de Saffman, Equação (4.18), são adaptadas para favorecer o tratamento numérico. O termo \mathcal{Y} na Equação (4.18) representa uma operação tensorial dependente da taxa de cisalhamento média do fluido (Li e Ahmadi, 1992).

Os torques que atuam sobre a partícula j são resumidos na Tabela 4.2. A determinação do coeficiente de arrasto $C_{\omega[j]}$ e da velocidade relativa rotacional fluido-partícula $\Omega_{\beta\rho[j]}$ é apresentada no APÊNDICE A.

Tabela 4.2 – Sumário dos torques que atuam sobre uma partícula j .

Torques	Expressão
Arrasto	$\mathbf{T}_{d,s[j]} = C_{\omega[j]} \boldsymbol{\Omega}_{\beta\rho[j]}$ (4.21)
Colisão e atrito	$\mathbf{T}_{\rho,c[j]} = \mathbf{T}_{n[j]} + \mathbf{T}_{t[j]}$ (4.22)

A Equação (4.9) e a Equação (4.11) são solucionadas numericamente através de integração implícita enquanto que a Equação (4.10) é resolvida através do método trapezoidal de (Crank-Nicholson):

$$u_{\rho,x[j]}^{n+1} = \frac{u_{\rho,x[j]}^n + \Delta t_p \left(a_{\rho,x[j]} + \frac{u_{\beta,x[j]}^n}{\tau_{\rho[j]}} \right)}{1 + \frac{\Delta t_p}{\tau_{\rho[j]}}} \quad (4.23)$$

$$x_{\rho,x[j]}^{n+1} = x_{\rho,x[j]}^n + \frac{1}{2} \Delta t_p \left(u_{\rho,x[j]}^{n+1} + u_{\rho,x[j]}^n \right) \quad (4.24)$$

$$\omega_{\rho,z[j]}^{n+1} = \omega_{\rho,z[j]}^n + \left(\frac{T_{d,s}^{n+1} + T_{c,s}^{n+1}}{I_p \Delta t_p} \right)_{[j]} \quad (4.25)$$

onde o passo de tempo da partícula é Δt_p [s], o sobrescrito “ $n+1$ ” denota o valor a ser calculado no passo de tempo atual e “ n ” o valor calculado no passo de tempo anterior. Ressalta-se que expressões análogas podem ser escritas para os outros componentes

$u_{p,y[j]}$, $u_{p,z[j]}$, $x_{p,y[j]}$, $x_{p,z[j]}$, $\omega_{p,x[j]}$ e $\omega_{p,y[j]}$. A seguir, é apresentado o Método dos Elementos Discretos que é utilizado para calcular as forças e os torques de contato.

4.2. Método dos Elementos Discretos – DEM

O Método dos Elementos Discretos (*Discrete Elements Method* – DEM) é baseado nas leis de Newton para o movimento e propõe uma abordagem para descrever as interações de contato entre partículas (Dong et al., 2009). O DEM baseia-se na escala individual da partícula, enquanto que o escoamento é baseado nas dimensões do volume de controle da malha (Zhu et al., 2007). Em outras palavras, a discretização envolvida com a utilização do DEM recai sobre as partículas, tornando-o um método que dispensa a utilização de malha computacional (meshless). Ressalta-se que essa afirmação não é verdadeira para o DDPM que requer a utilização de malha.

No DEM as partículas são consideradas como esferas rígidas e indeformáveis, de forma que as interações de contato podem ser avaliadas empregando-se um modelo de contato mecânico apropriado. No modelo de esfera amortecida as variações de quantidade de movimento são computadas a partir de equações diferenciais em que o toque ocorre durante um tempo finito (Tsuji, 2006), denotado pelo passo de tempo de colisão Δt_{col} [s]. Geralmente, o contato não ocorre em um ponto, mas em uma área finita devido à deformação que pode ser modelada como a sobreposição de dois corpos rígidos (Zhu et al., 2007). O contato entre duas partículas é esquematizado na Figura 4.1 (a) pelo instante imediatamente após o toque, caracterizado pelo ponto C, e pelo ponto C', após as partículas terem sofrido sobreposição normal δ_n .

A sobreposição normal é um parâmetro fundamental do DEM e pode ser definida em função da posição $x_{p[j]}$ e do diâmetro $d_{p[j]}$ das partículas $j=1$ e $j=2$.

$$\delta_n = \left| \mathbf{x}_{p[2]} - \mathbf{x}_{p[1]} \right| - \frac{1}{2} (d_{p[1]} + d_{p[2]}) \quad (4.26)$$

Segundo Zhu et al (2007), a descrição da distribuição de tensões no contato de duas partículas é complexa dependendo da resultante de forças e torques e de aspectos

geométricos (morfologia das partículas). Computacionalmente, avaliar em detalhes a deformação, mesmo que para um pequeno número de partículas, demanda um tempo de simulação considerável (Kruggel-Emden et al., 2008). Logo, quantificar a força de colisão F_n a partir da sobreposição normal é uma forma de simular um grande número de partículas (Kruggel-Emden et al., 2008).

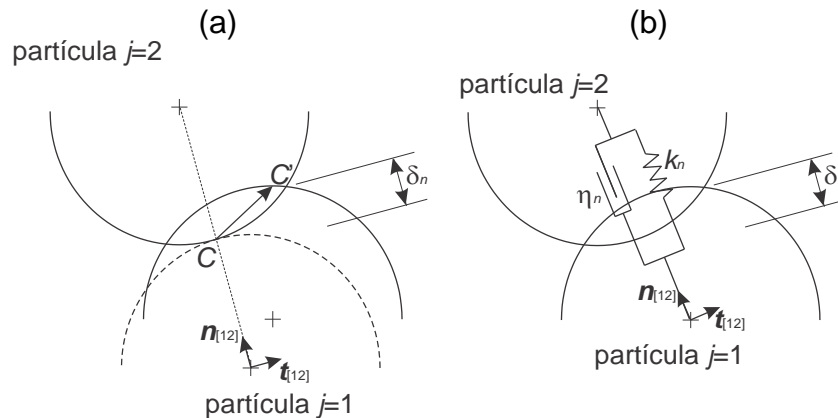


Figura 4.1 – Partícula 1 e 2 em contato. (a) Sobreposição normal. (b) Modelo de contato mecânico viscoelástico linear para contato normal.

Nesse sentido, Tsuji (2006) propõe que um modelo mecânico de contato baseado no movimento vibratório amortecido, análogo a um sistema mola-amortecedor associado em paralelo, é conveniente para caracterizar a colisão. Tal modelo, denominado viscoelástico linear, foi inicialmente utilizado por Cundall e Strack (1979) para obter as forças de contato entre partículas em função das distâncias de sobreposição normal δ_n . No sistema mecânico ilustrado na Figura 4.1 (b), os efeitos elásticos e de amortecimento são modelados, respectivamente, na mola e no amortecedor (Zhu et al., 2007). A força de contato normal $F_{n[1]}$ na partícula $j=1$ pode ser calculada de acordo com a Equação (4.27) somando os componentes elástico e de amortecimento enquanto as partículas estiverem em contato (acopladas), com sobreposição δ_n não nula. Para o cálculo da força $F_{n[2]}$, incidente na partícula $j=2$, emprega-se a terceira lei de Newton, mostrada na Equação (4.28).

$$\mathbf{F}_{n[1]} = -k_n \delta_n \mathbf{n}_{[1,2]} - \eta_n (\mathbf{u}_{[1,2]} \cdot \mathbf{n}_{[1,2]}) \mathbf{n}_{[1,2]} \quad (4.27)$$

$$\mathbf{F}_{n[2]} = -\mathbf{F}_{n[1]} \quad (4.28)$$

Na Equação (4.27), o vetor velocidade relativa $\mathbf{u}_{[12]}$ e o vetor unitário normal $\mathbf{n}_{[12]}$ podem ser calculados com base nas expressões demonstradas abaixo.

$$\mathbf{u}_{[1,2]} = \mathbf{u}_{\rho[1]} - \mathbf{u}_{\rho[2]} \quad (4.29)$$

$$\mathbf{n}_{[1,2]} = \frac{\mathbf{x}_{\rho[1]} - \mathbf{x}_{\rho[2]}}{|\mathbf{x}_{\rho[1]} - \mathbf{x}_{\rho[2]}|} \quad (4.30)$$

O modelo visco elástico linear, Equação (4.27), é caracterizado por dois parâmetros numéricos: a constante de rigidez da mola $k_{n[j]}$ [N/m] e o coeficiente de amortecimento η_n do amortecedor [N.s/m]. O valor de $k_{n[j]}$ pode ser estimado a partir da Equação (4.31) que elucida a dependência com propriedades materiais da partícula como $d_{\rho[j]}$ e $\rho_{\rho[j]}$ e de parâmetros típicos do modelo *DEM* como a sobreposição normal máxima permitida ξ_n e o módulo da velocidade máxima relativa de aproximação de um par partícula-partícula, $|\mathbf{u}_{[1,2],\max}|$.

$$k_{n[j]} = \frac{\pi |\mathbf{u}_{[12],\max}|^2}{3\xi_n^2} d_{\rho[j]} \rho_{\rho[j]} \quad (4.31)$$

Ressalta-se que há um valor máximo para ξ_n que não deve ser superior à 0,27. De acordo com o modelo visco elástico linear, o amortecedor tem como função tornar o contato durante um tempo finito Δt_{col} [s] contabilizando uma parcela dissipativa de quantidade de movimento. Fisicamente, a colisão é caracterizada como inelástica sendo avaliada através do coeficiente de restituição e_{p-p} definido na Equação (4.32) através da razão entre a velocidade relativa na direção normal imediatamente antes de ocorrer o contato, denotado pelo sub índice BC, e no instante em que o toque é desfeito, representado por AC.

$$e_{p-p} = \frac{\left(\mathbf{u}_{[1,2]} \cdot \mathbf{n}_{[1,2]} \right)_{AC}}{\left(\mathbf{u}_{[1,2]} \cdot \mathbf{n}_{[1,2]} \right)_{BC}} \quad (4.32)$$

Para o modelo visco elástico linear, o coeficiente de restituição e_{p-p} é um parâmetro que necessita ser especificado, sendo o subscrito $p-p$ referente ao par partícula-partícula e $p-w$ ao par partícula-parede. O coeficiente de amortecimento η_n é definido na Equação (4.33), sendo determinado a partir da massa combinada $m_{[1,2]}$ das partículas $j=1$ e $j=2$, Equação (4.34), e do tempo transcorrido desde o princípio até o fim de contato Δt_{col} , também denominado passo de tempo de colisão. Ressalta-se que são definidos os coeficientes de amortecimento: $\eta_{n,p-p}$ e $\eta_{n,p-w}$ para os pares partícula-partícula e partícula-parede, respectivamente.

$$\eta_{n,p-p} = -2 \frac{m_{[1,2]} \ln(e_{p-p})}{\Delta t_{col}}; \eta_{n,p-w} = -2 \frac{m_{[1,2]} \ln(e_{p-w})}{\Delta t_{col}} \quad (4.33)$$

$$m_{[1,2]} = \frac{m_{[1]} m_{[2]}}{m_{[1]} + m_{[2]}} \quad (4.34)$$

O passo de tempo de colisão Δt_{col} depende da constante de rigidez $k_{n[j]}$, uma vez que o contato se torna mais duradouro à medida que a sobreposição máxima é incrementada ξ_n .

$$\Delta t_{col} = \sqrt{\frac{m_{[ij]}}{k_{n[j]}} \left(\pi^2 + \ln^2(e_{p-p}) \right)} \quad (4.35)$$

Uma prática de simulação adequada é estimar Δt_{col} em função de Δt_p (FLUENT, 2016) através da Equação (4.36).

$$\Delta t_{col} \leq \frac{\Delta t_p}{2} \quad (4.36)$$

Adicionalmente, testes numéricos realizados por De Lai (2013) indicam que a solução das forças de contato é realizada apropriadamente desde que haja sobreposição por pelo menos dois passos de tempo de partículas.

Para o cálculo da força de atrito $\mathbf{F}_{t[1]}$ é utilizada a lei do atrito de Coulomb (Krugger-Emden et al., 2008), caracterizada pelo coeficiente de atrito μ_a e pela força normal de colisão. $\mathbf{F}_{n[1]}$. A força na partícula 2 ($\mathbf{F}_{t[2]}$) é calculada a partir da terceira lei de Newton.

$$\mathbf{F}_{t[1]} = -\mu_a \left| \mathbf{F}_{n[1]} \right| \mathbf{t}_{[1,2]} \quad (4.37)$$

$$\mathbf{F}_{t[2]} = -\mathbf{F}_{t[1]} \quad (4.38)$$

O vetor unitário $\mathbf{t}_{[1,2]}$, definido na Equação (4.40), é estimado com base na velocidade relativa da partícula na direção tangencial ($\mathbf{u}_{t[1,2]}$ [m/s]), expressa pela equação abaixo.

$$\mathbf{u}_{t[1,2]} = \mathbf{u}_{[1,2]} - (\mathbf{u}_{[1,2]} \cdot \mathbf{n}_{[1,2]}) \mathbf{n}_{[1,2]} \quad (4.39)$$

$$\mathbf{t}_{[1,2]} = \frac{\mathbf{u}_{t[1,2]}}{|\mathbf{u}_{t[1,2]}|} \quad (4.40)$$

O efeito do regime de atrito (estático ou dinâmico) é incorporado atribuindo-se ao coeficiente de atrito μ_a uma dependência funcional com o $|\mathbf{u}_{t[1,2]}|$, demonstrada na Equação (4.41).

$$\mu_a = \begin{cases} \mu_s + (\mu_s - \mu_g) \left(\frac{|\mathbf{u}_{t[1,2]}|}{|\mathbf{u}_g|} - 2 \right) \frac{|\mathbf{u}_{t[1,2]}|}{|\mathbf{u}_g|} & : \text{para } |\mathbf{u}_{t[1,2]}| \leq |\mathbf{u}_g| \\ \mu_g & : \text{para } |\mathbf{u}_g| < |\mathbf{u}_{t[1,2]}| \leq |\mathbf{u}_l| \\ \mu_g \frac{1 + (|\mathbf{u}_{t[1,2]}| - |\mathbf{u}_l|)/s_l}{1 + (\mu_g/\mu_l)(|\mathbf{u}_{t[1,2]}| - |\mathbf{u}_l|)/s_l} & : \text{para } |\mathbf{u}_{t[1,2]}| > |\mathbf{u}_l| \end{cases} \quad (4.41)$$

Sendo $|\mathbf{u}_g|$ [m/s] e $|\mathbf{u}|$ [m/s] o módulo das velocidades, respectivamente, de deslizamento e limite da partícula. O coeficiente de atrito estático é denotado por μ_s , o de deslizamento por μ_g e, finalmente, μ_l é o coeficiente de atrito limite. O parâmetro s_l determina o quão rápido com que μ_g tende para μ_l . A Equação (4.41) explicita que para $|\mathbf{u}_{t[12]}|=0$ o contato tangencial entre as partículas 1 e 2 é caracterizado unicamente por μ_s . No intervalo $0 < |\mathbf{u}_{t[12]}| \leq |\mathbf{u}_g|$ tem-se uma transição dos valores de μ_a até que para $|\mathbf{u}_g| < |\mathbf{u}_{t[12]}|$ tem-se $\mu_a = \mu_g$ que caracteriza o regime dinâmico de atrito. Finalmente, para velocidades elevadas $|\mathbf{u}_{t[12]}| > |\mathbf{u}|$ ocorre outra transição de modo que quando $|\mathbf{u}_{t[12]}| \rightarrow \infty$ verifica-se a tendência $\mu_a \rightarrow \mu_l$.

Conhecendo-se as forças de colisão e de atrito, é possível calcular os torques de colisão entre as partículas $j=1$ e $j=2$. O torque $\mathbf{T}_{n[1]}$ é função da força de atrito $\mathbf{F}_{t[1]}$ e para calcular o torque $\mathbf{T}_{n[2]}$ é utilizada a terceira lei de Newton, conforme as equações a seguir.

$$\mathbf{T}_{n[1]} = \frac{d_{\rho[1]}}{2} \mathbf{n}_{[12]} \times \mathbf{F}_{t[1]} \quad (4.42)$$

$$\mathbf{T}_{n[2]} = -\mathbf{T}_{n[1]} \quad (4.43)$$

O torque devido à força tangencial $\mathbf{T}_{t[1]}$ é consequência do atrito de rolamento, sendo expresso em função do coeficiente de atrito de rolamento μ_r e da velocidade angular da partícula.

$$\mathbf{T}_{t[1]} = -\mu_r \left| \mathbf{F}_{n[1]} \right| \frac{\boldsymbol{\omega}_{\rho[1]}}{\left| \boldsymbol{\omega}_{\rho[1]} \right|} \quad (4.44)$$

$$\mathbf{T}_{t[2]} = -\mathbf{T}_{t[1]} \quad (4.45)$$

As equações descritas na presente seção são definidas para um par de partículas, mas permanecem válidas para o par partícula-parede. Outro detalhe importante a ser considerado é que o contato pode ocorrer entre três ou mais partículas. Nesse caso, as forças e os torques são avaliados individualmente em pares e na sequência adicionados

na equação do movimento apropriada. Na sequência, é apresentado o procedimento iterativo de solução para o escoamento bifásico líquido-sólido.

4.3. Procedimento de solução do escoamento bifásico líquido-sólido

A solução numérica do escoamento bifásico líquido-sólido ocorre de forma segregada para o fluido e as partículas, fazendo uso dos devidos termos de acoplamento para a contabilização dos efeitos entre as fases. A etapa inicial da solução numérica é a simulação do escoamento monofásico em regime permanente para determinar as condições de contorno que resultem na vazão de fuga inicial Q_{fuga} , isto é, o estágio (i) da metodologia de caracterização da perda de circulação descrita na Seção 3.2. Uma vez conhecidas as condições de fronteira, o processo iterativo esquematicamente apresentado no fluxograma da Figura 4.2 é iniciado com a simulação do escoamento monofásico em regime transiente através do Método dos Volumes Finitos (Patankar, 1980) a fim de calcular o campo de velocidades do fluido \mathbf{u}_β [m/s].

A solução do escoamento bifásico na Figura 4.2 inicia-se com a injeção de partículas, detalhada na Seção 4.4 e o cálculo da posição final $\mathbf{x}_{p[j]}$, da velocidade $\mathbf{u}_{p[j]}$ e da velocidade angular $\boldsymbol{\omega}_{p[j]}$ através da integração numérica da Equação (4.23) a (4.25). Para o cálculo das forças e dos torques utilizam-se as correlações descritas na Tabela 4.1 e na Tabela 4.2 e, mediante a ocorrência de contato, recorre-se ao Método dos Elementos Discretos para determinar as forças e os torques de colisão e de atrito. Note que as forças que agem sobre as partículas, em geral, são funções da velocidade relativa fluido-partícula, $\mathbf{u}_{\beta p[j]} = \mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}$ [m/s] caracterizando uma função implícita e composta. Com isso, a aceleração $\mathbf{a}_{pF[j]}$, Equação (4.13), é corrigida em função dos novos valores de $\mathbf{u}_{p[j]}$ que, na sequência, são recalculados com base nos valores corrigidos da aceleração $\mathbf{a}_{pF[j]}$. Tal processo de correção é realizado um número predeterminado de iterações para cada partícula contida no domínio computacional. Uma vez que todas as partículas tiveram os seus valores de $\mathbf{x}_{p[j]}$, $\mathbf{u}_{p[j]}$ e $\boldsymbol{\omega}_{p[j]}$ devidamente computados e corrigidos, é então calculado para cada volume de controle da malha computacional a fração volumétrica de fluido e os termos fontes de acoplamento de fase \mathbf{s}_{DPM}^{np} e \mathbf{f}_{DPM}^{np} , os quais são alocados aos nós da malha.

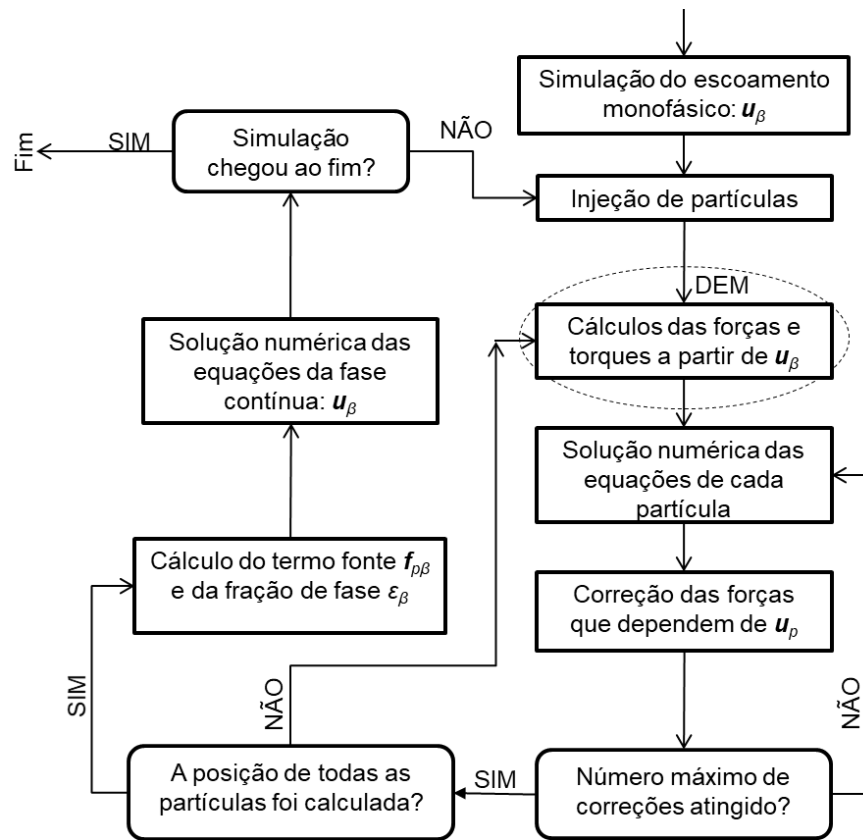


Figura 4.2 – Fluxograma de procedimentos de cálculo dos métodos acoplados DDPM-DEM.

Os passos descritos até então para a solução da fase discreta são denotados pelo índice “ np ” que, na Seção 4.1, distingue-se dos índices “ n ” e “ $n+1$ ” empregados para caracterizar a natureza transiente de variação das propriedades da fase fluida.

Conhecendo-se os valores de ε_{β}^{np} , \mathbf{s}_{DPM}^{np} e \mathbf{f}_{DPM}^{np} para cada volume de controle da malha, a solução do escoamento é então realizada de forma análoga à descrita para o escoamento monofásico no APÊNDICE B. A solução da Equação (4.2) é realizada com o método da correção de pressão (*Pressure-Based Solver*) de forma segregada (Chorin, 1968), isto é, inicialmente soluciona-se para a direção x e, em seguida para y . A linearização da equação é atribuída à realocação dos valores definidos nas superfícies de controle para o centroide do volume de controle. Para tanto, os termos advectivos (quantidade de movimento e fração volumétrica) são tratados com o método *UPWIND* de primeira ordem (Patankar, 1980) que é capaz de mitigar os efeitos da falsa difusão

em regiões onde o escoamento é acelerado (Versteeg e Malalasekera, 1995). Os gradientes são tratados através do método dos mínimos quadrados baseado no centro do volume de controle computacional (*Least Squares Cell-Based*) utilizando o processo de Gram-Schmidt (Anderson e Bonhus, 1994).

O campo de pressão p_β [Pa] é calculado a partir dos componentes da velocidade $u_{\beta,x}$ e $u_{\beta,y}$ empregando-se o método de acoplamento *PC-SIMPLE* (*Phase-coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*) (Vasquez e Ivanov, 2000), que é uma adaptação para escoamentos multifásicos (FLUENT, 2016) do acoplamento pressão-velocidade *SIMPLE* (Patankar e Spalding, 1972). No processo de solução, a pressão deve ser estimada de forma a satisfazer o balanço de massa, Equação (3.23), que pode ser posta de forma discreta conforme a Equação (4.46), sendo $J_{[f]}$ o fluxo de massa através da superfície de controle $A_{[f]}$.

$$\sum_f^{N_{\text{faces}}} J_{[f]} A_{[f]} = 0 \quad (4.46)$$

$$\mathbf{J}_{[f]} = \rho_\beta \boldsymbol{\varepsilon}_{\beta[f]} \mathbf{u}_{\beta[f]} \quad (4.47)$$

O acoplamento pressão-velocidade *PC-SIMPLE* faz uso de fatores de relaxação para favorecer a convergência da solução de modo idêntico ao empregado para o escoamento monofásico descrito no APÊNDICE B. Salienta-se que os componentes da velocidade $u_{p,x}$ e $u_{p,y}$, e a pressão p_β são relaxados, uma vez que a massa específica do fluido ρ_β é invariável. Não é necessário, sequer correto, aplicar os fatores de relaxação sobre a fração volumétrica de fluido ε_β^{np} e os termos de acoplamento de fase \mathbf{s}_{DPM}^{np} e \mathbf{f}_{DPM}^{np} , que são calculados unicamente a partir das propriedades da fase discreta. Na sequência, são expostos alguns aspectos relevantes ao processo de injeção de partículas no domínio computacional.

4.4. Parâmetros de injeção das partículas

Os parâmetros numéricos envolvidos com a injeção de partículas são resumidos na Tabela 4.3, compreendendo propriedades inerentes à partículas tais como o diâmetro d_p [mm] e a massa específica ρ_p [kg/m³], bem como características essencialmente numéricas tais como o passo de tempo de injeção Δt_{IP} [s] e da vazão mássica de partículas $\dot{m}_{p,IP}$ [kg/s].

Tabela 4.3 – Propriedades e parâmetros para o processo de injeção de partículas.

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

As partículas adentram o domínio computacional através de n_{IP} pontos situados na superfície de injeção que se encontra no canal UP , situada a distância l_{IP} da origem do sistema de coordenadas conforme mostrado na Figura 3.4. Os n_{IP} pontos distribuem-se em duas fileiras com largura total de h_{IP} simetricamente dispostas ao longo da profundidade l_z da geometria do problema, assim como é esquematizado na Figura 4.3. A posição de cada um dos pontos de injeção é fundamental a fim de impedir que as partículas sofram sobreposição ao entrarem no domínio computacional. Logo, deve existir uma distância e_{IP} entre cada ponto n_{IP} maior que o diâmetro d_p .

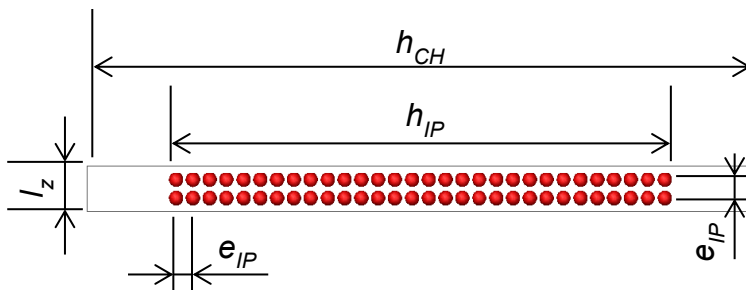


Figura 4.3 – Representação esquemática da disposição das partículas mm no instante da injeção.

$$e_{IP} > d_p \quad (4.48)$$

As partículas são injetadas com velocidade inicial $\mathbf{u}_{p,IP}$, pois em geral a solução numérica é mais estável se as partículas forem desaceleradas pelo fluido (Barbosa, 2015; De Lai, 2013; Lima, 2016). Logo, $|\mathbf{u}_{p,IP}|$ é considerada como a velocidade máxima do perfil de velocidade parabólico no canal.

$$\mathbf{u}_{p,IP} = \frac{3}{2} q_{\beta,CH,i} \mathbf{e}_y \quad (4.49)$$

A vazão mássica de partículas $\dot{m}_{p,IP[j]}$ [kg/s] estabelece a quantidade de partículas com massa m_p [kg] inseridas a cada passo de tempo de injeção Δt_{IP} [s].

$$\dot{m}_{p,IP[j]} = \frac{n_{IP}}{\Delta t_{IP}} \rho_p \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_{p[j]}}{2} \right)^3 \quad (4.50)$$

Ressalta-se que existe um mínimo para $\Delta t_{p,IP}$ abaixo do qual ocorre sobreposição entre uma partícula injetada no instante $n+1$ com a injetada no instante anterior n . Portanto, a Equação (4.51) deve ser satisfeita sendo, no presente trabalho, é considerado $\Delta t_{\beta} = \Delta t_{p,IP}$.

$$\Delta t_{p,IP} > \frac{d_p}{|\mathbf{u}_{p,IP}|} \quad (4.51)$$

Assumindo que no tempo de injeção t_{IP} são injetadas $N_{p,total}$ partículas no domínio computacional, o movimento individual de cada uma das j partículas pode ser calculado.

4.5. Síntese do Capítulo 4

Nesse capítulo é sucintamente apresentado o método numérico utilizado para simular a formação de reboco. A solução realizada através do DDPM é capaz de simular o escoamento líquido-sólido no regime disperso e denso podendo ser acoplada ao DEM para calcular as forças de colisão e de atrito. A equação para a fase fluida é apresentada na forma discreta, destacando a maneira como os termos de acoplamento com a fase sólidas são calculados e alocados nos nós da malha computacional. As equações para o movimento translacional e rotacional para cada partícula são expostas na forma discreta, em conjunto com as expressões para as forças e os torques que decorrem de interações com o escoamento ou devido ao contato. As forças e os torques de contato são calculados através do DEM, fazendo uso do modelo visco elástico linear para a força de colisão e do modelo de atrito de Coulomb para as forças de atrito. Na sequência, é apresentado o fluxograma de solução do DDPM-DEM.

5. RESULTADOS DE VERIFICAÇÃO

Nessa seção, são apresentados alguns resultados de verificação para o escoamento bifásico líquido-sólido que são resumidos na Tabela 5.1. Através da realização dos testes numéricos, a solução acoplada do *DDPM-DEM* para escoamentos dispersos e densos é testada a fim de suprir a ausência de validação experimental para a formação de reboco.

Tabela 5.1 – Resumo dos problemas de verificação.

Problema de verificação	Referência	Seção
Velocidade terminal de partícula	Mordant e Pinton (2000)	5.1
Colisão normal de partícula	Gondret et al. (2002)	5.2
Colisão oblíqua em parede rugosa	Di Renzo e Di Maio (2004)	5.3
Escoamento líquidos-sólido em canal horizontal	Pereira et al. (2017)	5.4
Deposição de partículas em meio poroso heterogêneo	Lima (2016)	5.5

5.1. Velocidade terminal de partícula esférica

O problema de velocidade terminal consiste em abandonar do repouso uma partícula imersa em fluido viscoso e levantar a curva de aceleração, até que seja atingida a velocidade terminal em virtude da equiparação do somatório de forças de natureza fluido-partícula (e.g. arrasto, massa virtual e gradiente de pressão) com as de corpo (e.g. peso e empuxo). Resultados experimentais levantados por Mordant e Pinton (2000) são apresentados na Figura 5.1 para partículas esféricas imersas em água com viscosidade dinâmica $\mu_\beta=1,003$ Pa.s. Considera-se uma partícula de vidro com $d_p=0,5$ mm e $\rho_p=2560$ kg/m³ e outra de aço, cujas propriedades são $d_p=1$ mm e $\rho_p= 7850$ kg/m³. Para que o cálculo da velocidade terminal seja realizado adequadamente, deve-se atentar às dimensões do volume de controle da malha. Tais aspectos são discutidos por Barbosa et al. (2015b) e Poletto et al. (2017). As curvas de aceleração, calculadas no presente trabalho através do *DDPM*, tendem aos valores experimentais, elucidando o cálculo

correto das forças, principalmente do arrasto. Resultados adicionais são mostrados na Tabela 5.2, evidenciando a capacidade do *DDPM* em calcular a velocidade terminal mediante a variação do diâmetro d_p e de ρ_p .

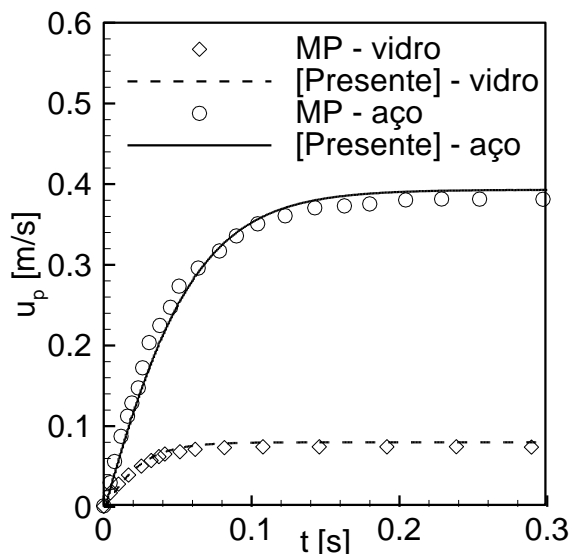


Figura 5.1 – Comparação de resultados experimentais de Mordant e Pinton (2000), denotados por MP, para a velocidade terminal de partículas esféricas de vidro ($d_p=0,5$ mm e $\rho_p=2560$ kg/m³) e aço ($d_p=1$ mm e $\rho_p=7850$ kg/m³).

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

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

5.2. Colisão normal de partícula

O problema de colisão normal em parede plana visa avaliar a capacidade do *DEM* no cálculo da força de contato normal e do emprego do coeficiente de restituição do par partícula-parede (e_{p-w}) para representar os efeitos dissipativos. Na Tabela 5.3 são

apresentados os parâmetros utilizados para a simulação de uma partícula esférica de Teflon imersa no ar. Os coeficientes de restituição utilizados estão em ordem decrescente a partir da primeira colisão, sendo mensurados por Gondret et al. (2002), cujos resultados experimentais para $|u_p|$ [m/s] em função do tempo são apresentados na Figura 5.2.

Tabela 5.3 – Sumário dos parâmetros para colisão normal.

Diâmetro da partícula	d_p	0,006	m
Massa específica da partícula	ρ_p	2150 (Teflon)	kg/m ³
Constante de rigidez	k_n	375	N/m
Coefficiente de restituição	e_{p-w}	0,78; 0,66; 0,45; 0,25	-
Passo de tempo da partícula	Δt_p	$2 \cdot 10^{-5}$	s
Passo de tempo do fluido	Δt_β	$2 \cdot 10^{-4}$	s
Massa específica do fluido	ρ_β	$1,20 \cdot 10^{-3}$ (ar)	kg/m ³
Viscosidade do fluido	μ_β	$1,85 \cdot 10^{-2}$ (ar)	Pa.s
Dimensão do volume de controle da malha	h_C	$2 \cdot d_p$	m

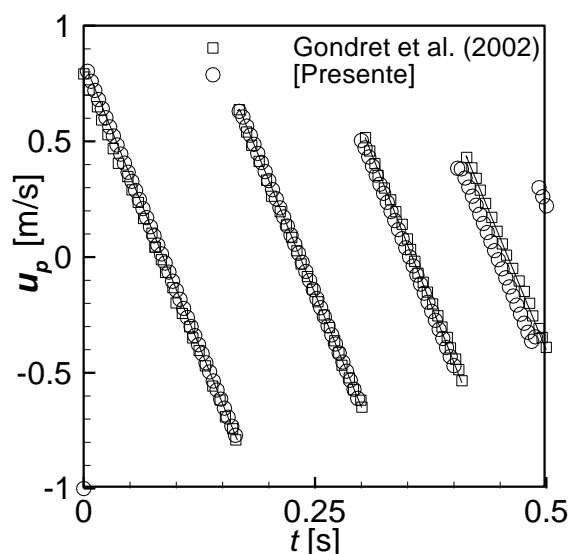


Figura 5.2 – Comparação de resultados experimentais Gondret et al. (2002) para a colisão normal sucessiva de uma partícula de Teflon.

Adicionalmente, na Figura 5.2 também são plotados os resultados do presente trabalho que tendem aos valores experimentais de referência. Salienta-se que o cálculo da força de colisão através do *DEM* não é trivial e está relacionada com a correta

avaliação dos valores de $k_{n|j|}$ e Δt_p , descritos na Seção 4.2. A reprodução dos resultados experimentais com acurácia credita a forma como os parâmetros numéricos do presente trabalho são avaliados a fim de que a colisão seja calculada apropriadamente. Para os resultados da colisão normal, não é considerado o movimento de rotação, advindo do contato, que é verificação na Seção 5.3.

5.3. Colisão oblíqua de partículas em superfície rugosa

A validação com o problema de colisão oblíqua tem como objetivo analisar a capacidade do *DEM* em calcular as forças de colisão normal (F_n) e de atrito tangencial (F_t), aplicando-as ao movimento rotacional da partícula através do torque na direção normal (T_n). A colisão oblíqua contra parede rugosa é esquematizada na Figura 5.3 e consiste em uma partícula, inicialmente sem rotação, aproximando-se de uma parede com um ângulo de incidência α_i . A reflexão ocorre com um ângulo α_r , que é inferior a α_i , $\alpha_r < \alpha_i$ em virtude da natureza inelástica da colisão. O ângulo α_r pode ser calculado através da Equação (5.1) em função dos componentes $u_{p,y}$ e $u_{p,x}$, caracterizados pelo sub índice AC no instante de tempo imediatamente após a colisão.

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

Durante o contato com a superfície rugosa, a força F_n , Equação (4.27) é não nula, de forma que também é constatada a atuação de uma força F_t que pode ser calculada através da Equação (4.37). A força F_t ocasiona um desbalanceamento, instaurando um torque de acordo com a Equação (4.42), que instaura a velocidade angular $|\omega_p|_{AC}$ não nula. O sub índice BC denota o instante de tempo imediatamente antes da colisão.

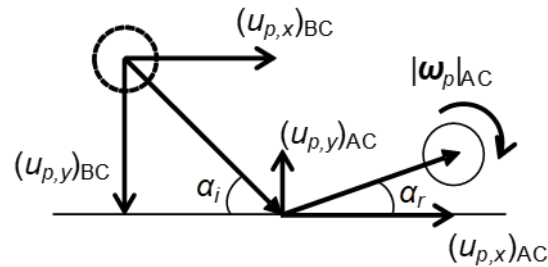


Figura 5.3 – Representação esquemática da colisão oblíqua em superfície rugosa.

Resultados experimentais para α_r em função de α_i foram levantados por Di Renzo e Di Maio (2004) e são mostrados na Figura 5.4 (a). Os resultados numéricos do presente trabalho obtidos para o ângulo de reflexão são igualmente apresentados, sendo α_r calculado através da Equação (5.1) para uma partícula com diâmetro $d_p=5$ mm e massa específica $\rho_p=4000$ kg/m³. Para a simulação, o coeficiente de restituição do par partícula-parede é considerado como $e_{p-w}=0,69$ e o coeficiente de atrito deslizamento como $\mu_g=0,09$, detalhes adicionais dos parâmetros numéricos de solução são providos por Poletto et al. (Poletto et al., 2017).

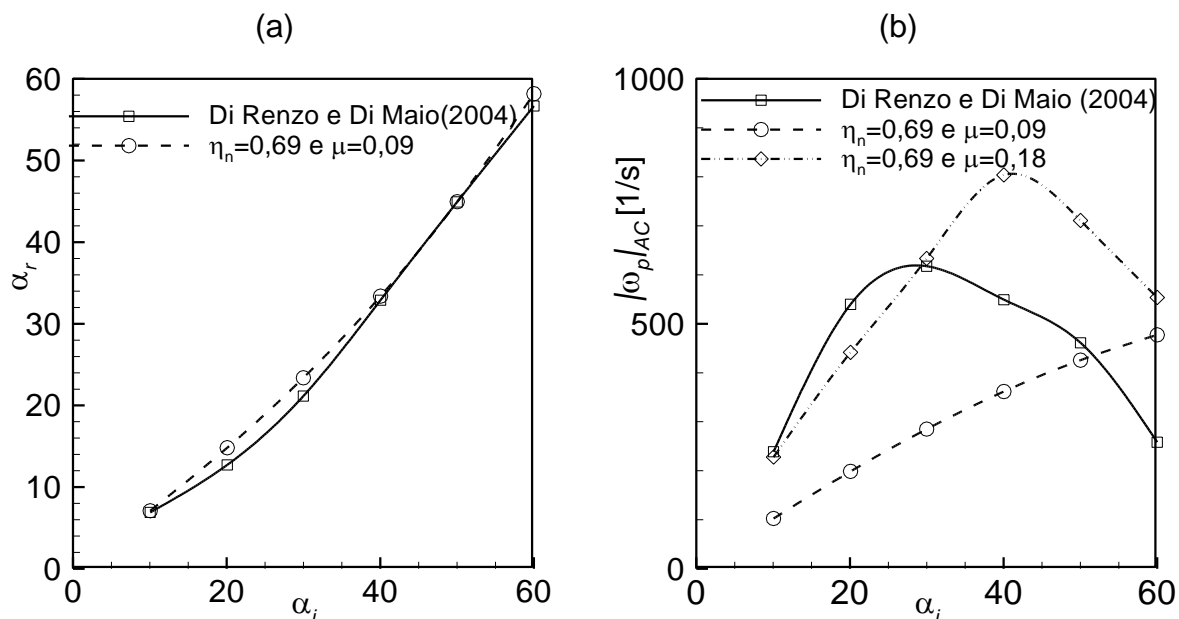


Figura 5.4 – Comparação dos resultados experimentais de Di Renzo e Di Maio (2004) para a colisão oblíqua de partícula ($d_p=5$ mm e $\rho_p=4000$ kg/m³) contra superfície rugosa: (a) ângulo de reflexão α_r em função do ângulo de incidência α_i ; (b) módulo da velocidade angular $|\omega_p|_{AC}$ após a colisão em função do ângulo de incidência α_i .

A curva do módulo da velocidade angular após a colisão $|\omega_p|_{AC}$ em função de α_i levantada experimentalmente por Di Renzo e Di Maio (2004) é apresentada na Figura 5.4 (b). Nota-se uma tendência de crescimento de $|\omega_p|_{AC}$ até aproximadamente $\alpha \approx 30^\circ$, onde ocorre um ponto de inflexão. Os resultados numéricos para $e_{p-p}=0,684$ são considerados para dois valores do coeficiente de atrito de deslizamento. Para $\mu_g=0,09$ não é observada concordância dos valores numéricos de $|\omega_p|_{AC}$ com os experimentais. Por outro lado, para $\mu_g=0,18$ é reproduzido o comportamento da curva experimental apenas para $\alpha < 30^\circ$. O cálculo da rotação advindo do contato partícula-parede ainda carece de aprimoramentos na modelagem matemática e numérica, mas ao menos os resultados indicam que o coeficiente de atrito dinâmico pode ser empregado como parâmetro de ajuste para o cálculo de $|\omega_{p,r}|$ sem que haja prejuízo à computação de α_r .

5.4. Escoamento líquido-sólido em canal horizontal

Os resultados experimentais para o escoamento líquido-sólido em canal horizontal apresentados por Pereira et al. (2017) são interessantes para avaliar os resultados numéricos do DDPM-DEM na simulação de escoamentos densos, nos quais há formação de um leito de partículas. Sendo assim, deve-se monitorar também os parâmetros de injeção de partícula, haja vista que, diferentemente dos resultados da Seção 5.1 - 5.3 que consideram uma única partícula, no escoamento em canal horizontal existe uma quantidade significativa de partículas. Alguns dados relativos ao experimento realizado são providos na Tabela 5.4.

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

Propriedades e parâmetros		Experimental	Numérico	
Viscosidade do fluido	μ_β	$1,95 \cdot 10^{-4}$		Pa.s
Massa específica do fluido	ρ_β	1188		kg/m ³
Número de Reynolds no canal	Re	150		
Massa específica da partícula	ρ_p	1500-1600	1600	kg/m ³
Diâmetro da partícula	d_p	0,8-1,2	1	mm
Concentração de sólidos	ε_p	2%	-	
Passo de tempo do fluido	Δt_β	-	$2 \cdot 10^{-2}$	s
Passo de tempo da partícula	Δt_p	-	$4 \cdot 10^{-4}$	s
Vazão de injeção de partículas	$\dot{m}_{p,IP}$	1100		Part./s

Os resultados experimentais obtidos por Pereira et al. (2017) são apresentados na Figura 5.5 (a) considerando o número de Reynolds no canal horizontal constante, $Re=150$. As partículas adentram o canal carregadas pelo fluido e depositam-se sobre a base, formando um leito tênue que se estende por todo o comprimento do canal para $t=120$ s. O crescimento do leito ocorre no sentido de aumentar a altura, iniciando na adjacência da entrada do canal, como pode ser observado para $t=130$ s, e em seguida propagando na direção do escoamento. Aparentemente, a altura atinge um valor de equilíbrio que permanece invariável para $t > 150$ s.

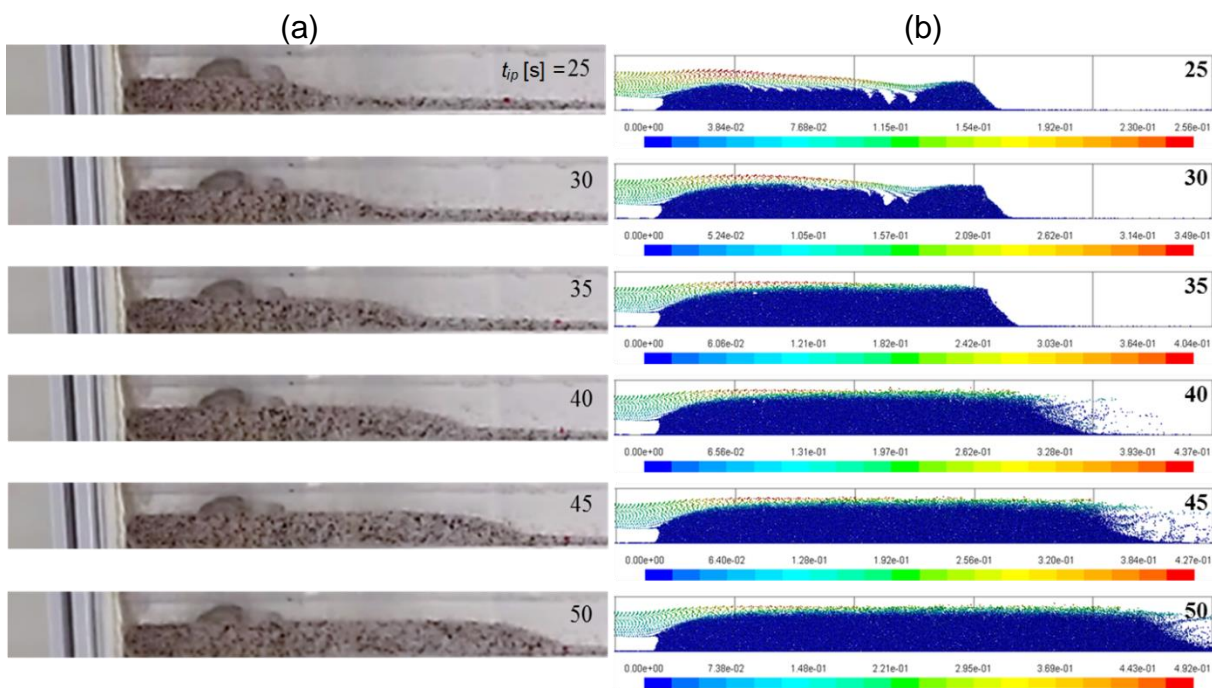


Figura 5.5 – Resultados para o escoamento líquido-sólido em canal horizontal: (a) resultados experimentais de Pereira et al. (2017); (b) resultados numéricos do presente trabalho.

O escoamento líquido-sólido é reproduzido numericamente fazendo uso do *DDPM-DEM*, sendo alguns parâmetros numéricos resumidos na Tabela 5.4. Os resultados numéricos são expostos na Figura 5.5 (b), sendo possível compará-los aos experimentais. Para o tempo de injeção $t_{IP}=25$ s são notáveis algumas diferenças na forma do leito decorrentes da maneira com as partículas adentram o canal horizontal.

Numericamente, tem-se controle sobre os parâmetros de injeção de modo que as partículas são carregadas pelo fluido em um padrão ordenado. Pelo lado experimental, não foi possível ter informações acerca do movimento individual de cada partícula na entrada da seção de testes. No entanto, as dimensões do leito para cada instante t_{IP} são equiparáveis, sugerindo também que o crescimento do leito está sendo de modo adequado numericamente.

5.5. Deposição de partículas em meio poroso heterogêneo

Resultados para a deposição de partículas em meio poroso heterogêneo são reproduzidos a fim de verificar o cálculo das interações das partículas com a estrutura porosa. O trabalho de Lima et al. (2017) consiste de um canal vertical preenchido com um plugue poroso concebido como um arranjo de cilindros alternados. Um escoamento descendente, plenamente desenvolvido, de fluido newtoniano e incompressível é estabelecido com base no número de Reynolds do canal, Re . As partículas são injetadas da região superior do canal e movimentam-se através dos cilindros devido à ação da gravidade e das forças de interação com o fluido. A simulação do escoamento líquido-sólido é realizada através do *DDPM-DEM* para representar a formação de reboco em condição de filtração estática, sendo os parâmetros resumidos na Tabela 5.5.

Tabela 5.5 – Sumário dos parâmetros da deposição de partículas em meio poroso heterogêneo.

Diâmetro de partícula	d_p	0,80	mm
Massa específica da partícula	ρ_p	2376	kg/ ³
Número de Reynolds	Re	250	-
Viscosidade dinâmica do fluido	ρ_β	1188	kg/ ³
Massa específica do fluido	μ_β	$2,797 \cdot 10^{-2}$	Pa.s
Passo de tempo do fluido	Δt_β	$1 \cdot 10^{-2}$	s
Passo de tempo da partícula	Δt_p	$1 \cdot 10^{-5}$	s
Constante de rigidez	k_n	500	N/m
Coeficiente de restituição	$e_{p-p}=e_{p-w}$	0,30	-

A comparação dos resultados do presente trabalho com os de Lima (Lima et al., 2017) é realizado na Figura 5.6 através do reboco cujas partículas são coloridas em

função do módulo da velocidade $|\mathbf{u}_p|$ [m/s], e do campo de pressão adimensional, calculada em relação ao valor de referência $p_{ref}=1,741 \cdot 10^{-4}$ Pa. Os resultados são apresentados para o instante $t_P=0,8$ s, sendo notável a semelhança morfológica do reboco formado nos dois casos e do campo de pressão.

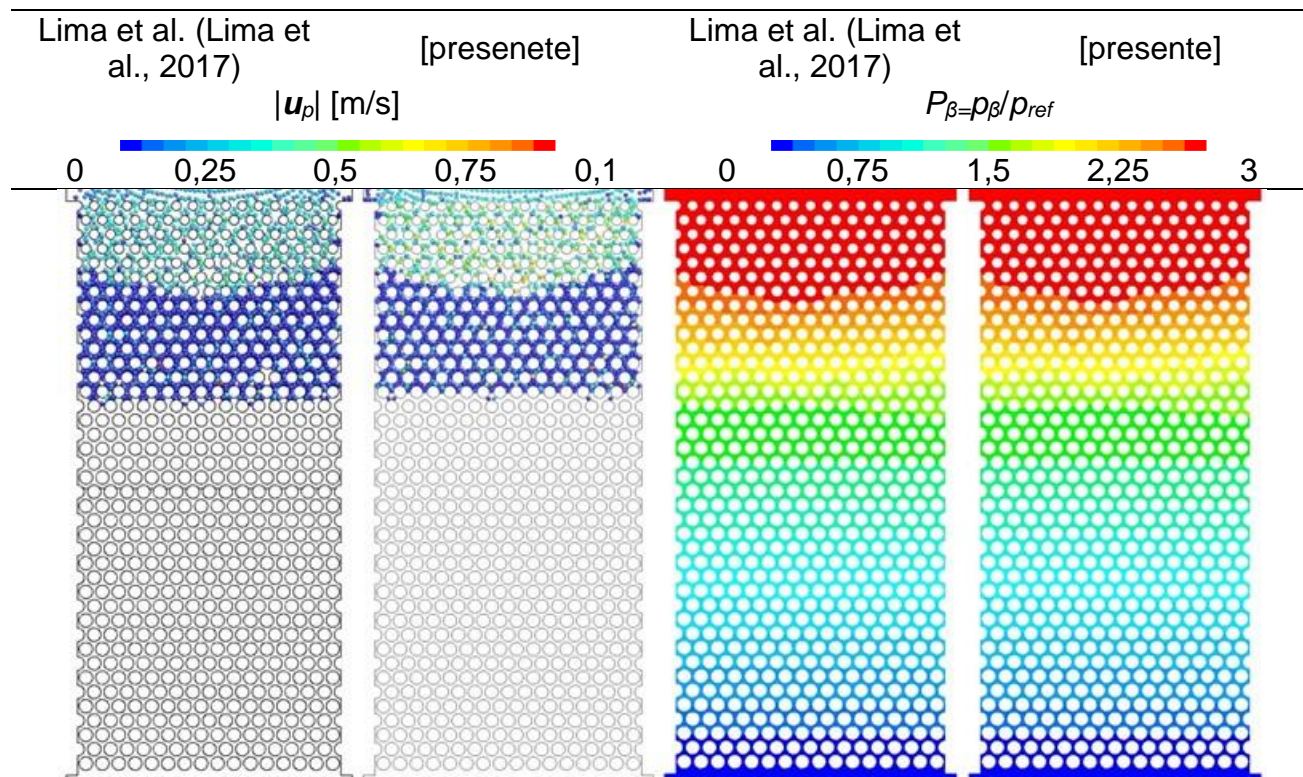


Figura 5.6 – Comparação dos resultados numéricos de Lima (Lima et al., 2017) para os parâmetros sumarizados na Tabela 5.5. A pressão de referência é $p_{ref}=1,741 \cdot 10^{-4}$ Pa.

5.6. Síntese do Capítulo 5

Nesse capítulo, é verificado se o DDPM-DEM é adequado à simulação do escoamento líquido-sólido em meio poroso heterogêneo. O cálculo das forças de interação fluido-partícula (e.g. arrasto, massa virtual, gradiente de pressão), de colisão e de atrito são verificados através da reprodução dos resultados experimentais de Mordant e Pinton (2000), Gondret et al. (2002) e Di Renzo e Di Maio (2004). A capacidade do DDPM-DEM na simulação de escoamentos densos é testada através da comparação

com resultados experimentais para o escoamento líquido-sólido em canal horizontal providos por Pereira et al. (2017). Por fim, os resultados numéricos de Lima et al. (2017) para a formação de reboco em filtração estática são simulados novamente.

6. RESULTADOS

Neste capítulo são discutidos os resultados referentes à formação de reboco sob condições de filtração dinâmica para o combate à perda de circulação. Inicialmente, na Seção 6.1 são apresentados os parâmetros geométricos, as propriedades do fluido e as variáveis do presente trabalho. O meio poroso heterogêneo é parametrizado na Seção 6.2, sendo caracterizado em função da permeabilidade na Seção 6.3. Testes preliminares para o escoamento líquido-sólido que concernem a avaliação da sensibilidade dos resultados com a malha e a determinação dos parâmetros numéricos do *DDPM-DEM* são brevemente discutidos na Seção 6.4. O fenômeno de perda de circulação para o escoamento monofásico é discutido na Seção 6.5 e na Seção 6.6 é explicado o processo de formação de reboco em regime transiente. As seções subsequentes, tratam da análise paramétrica da formação de reboco incluindo o efeito da variação do diâmetro da partícula na Seção 6.7, da razão de massa específica partícula-fluida na Seção 6.8, do número de Reynolds no canal na Seção 6.9, da vazão inicial de fuga na Seção 6.10 e do meio poroso na Seção 6.11.

6.1. Parâmetros do problema

O processo de formação de reboco é caracterizado de acordo com parâmetros de monitoramento que visam avaliar a respectiva efetividade sobre a mitigação da perda de circulação. Os parâmetros de monitoramento são listados na Tabela 6.1 compreendendo: a vazão de fuga através do meio poroso (Q_{fuga}), a permeabilidade adimensional (K), o número de partículas que adentra o meio poroso ($Q_{p,PM,i}$) e a pressão adimensional ($P_{m,CH,i}$) sobre a superfície CH,i . Além disso, os parâmetros de monitoramento são esquematizados na Figura 6.1, sendo possível observar em quais regiões da geometria do problema (Figura 3.4) os mesmos são definidos.

A eficiência da formação de reboco na mitigação do fenômeno de perda de circulação é principalmente avaliada através da vazão de invasão (Q_{fuga}), definida na superfície de controle de saída do meio poroso (PM,o). A vazão de invasão é calculada na Equação (6.2) a partir da vazão volumétrica de fluido na superfície de controle CH,i

no canal UP ($Q_{\beta,CH,i}$) e a vazão de fluido que percola o meio poroso ($Q_{\beta,PM,o}$), resultando em uma medida relativa da vazão de fluido perdida para a formação. O valor inicial de Q_{fuga} , denominado vazão de fuga inicial, é uma condição de contorno que caracteriza o problema de perda de circulação, indicando a vazão relativa de fluido que é perdida para a formação na ausência de reboco. A formação de reboco efetivamente consegue combater a perda de circulação desde que Q_{fuga} seja reduzida no tempo.

Tabela 6.1 – Parâmetros de monitoramento para a formação de reboco.

Parâmetro de monitoramento	Expressão	Equação
Vazão de fuga através do meio poroso	$Q_{fuga} = \frac{Q_{\beta,PM,o}}{Q_{\beta,CH,i}}$	[-] (6.1)
Permeabilidade adimensional	$K = \frac{k(t)}{k(t=0)}$	[-] (6.2)
Vazão de partículas que adentra do meio poroso	$Q_{p,PM,i} = \frac{\dot{m}_{p,PM,i}}{m_p}$	[Part./s] (6.3)
Pressão adimensional na superfície CH,i	$P_{m,CH,i} = \frac{p_{m,CH,i}(t)}{p_{\beta,CH,i}(t=0)}$	[-] (6.4)

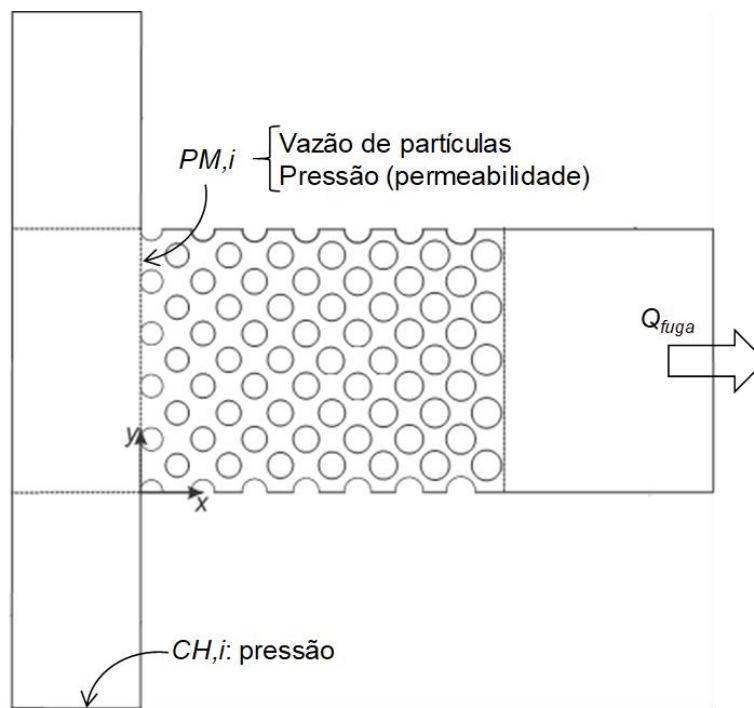


Figura 6.1 – Localização dos parâmetros de monitoramento.

A redução de Q_{fuga} está relacionada à redução da permeabilidade do arranjo de cilindros advinda da presença das partículas. A permeabilidade adimensional (K), ou permeabilidade relativa, é calculada através da Equação (6.2), que relaciona a permeabilidade do sistema meio poroso e reboco no instante t [s] com a permeabilidade do meio poroso no instante inicial $t_{IP=0}$ s, momento este no qual não existe reboco. O valor de k [m²] é calculado a partir da Equação (6.5), sendo $p_{m,PM,o}$ a pressão definida na superfície de controle PM,o ; $p_{m,PM,i}$ [Pa] a pressão definida no plano PM,i (vide Figura 6.1), h_{PM} [mm] o comprimento total do meio poroso, μ_β [Pa.s] a viscosidade dinâmica do fluido e $q_{\beta,PM,o}$ [m/s] a velocidade média do escoamento através do meio poroso.

$$k = \frac{\mu_\beta q_{\beta,PM,o}}{\left(\frac{p_{m,PM,o} - p_{m,PM,i}}{h_{PM}} \right)} \quad (6.5)$$

O número de partículas por segundo que entra no meio poroso é avaliado por $Q_{p,PM,i}$, definido de acordo com a Equação (6.3) pela razão entre a vazão mássica de partículas através da superfície PM,i ($\dot{m}_{p,PM,i}$) [kg/s] e a massa da respectiva partícula m_p [kg]. Os resultados para $Q_{p,PM,i}$ obtidos a partir da simulação são exemplificados na Figura 6.2, sendo evidente que existe oscilação nos dados. A curva é então tratada através de um algoritmo de suavização denominado *smoothing* (Tecplot360, 2010), disponível no software Tecplot360. A curva suavizada favorece a observação da tendência de $Q_{p,PM,i}$ ao longo do tempo, sendo mostrada na Figura 6.2.

A injeção das partículas podem aumentar o peso da mistura (fluido + partículas) no canal UP , TR , e DW , ocasionando um aumento de pressão na superfície de controle CH,i , mostrada na Figura 6.1. O perfil temporal de pressão adimensional $P_{m,CH,i}$ é calculado a partir da Equação (6.4) em função da pressão do $p_{\beta,CH,i}(t=0)$ na ausência de partículas. O comportamento temporal de $P_{m,CH,i}$ não é capaz de mensurar a eficiência da formação de reboco na redução de Q_{fuga} , mas fornece um indicativo da influência das partículas sobre o escoamento nos canais UP , TR e DW .

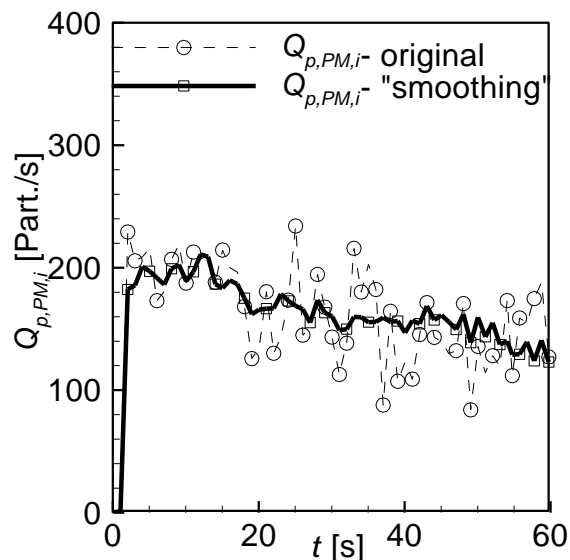


Figura 6.2 – Exemplo de suavização dos dados para $Q_{p,PM,i}$.

A geometria do presente trabalho é considerada como um canal vertical em contato com um meio poroso heterogêneo, sendo ilustrada na Figura 3.4. Os detalhes da concepção são tratados na Seção 3.1 e os parâmetros geométricos listados na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 – Parâmetros geométricos da geometria do problema.

Comprimento do canal UP	l_{UP}	150	
Altura do meio poroso (PM)	e_{PM}	90	
Comprimento do canal DW	l_{DW}	150	
Largura dos canais UP , DW e TR	h_{CH}	45	
Comprimento anisotrópico do meio poroso	$h_{PM,ani}$	90	mm
Comprimento isotrópico do meio poroso	$h_{PM,iso}$	90	
Comprimento total do meio poroso	h_{PM}	180	
Comprimento do canal de fuga	h_{FC}	180	
Espessura da geometria	l_z	3	

A largura do canal (h_{CH}) é definida em 45 mm por ser um valor típico do espaçamento anular entre a coluna de perfuração e a parede do poço (Bourgoyne Jr et al., 1991; Gatlin, 1960; Mitchell, 1995). A inclusão dos canais UP e DW é útil para a simulação do escoamento particulado, evitando alguns problemas com a implementação das condições de contorno nas superfícies CH,i , CH,o e PM,o . A espessura do domínio

geométrico é definida em $l_z=3$ mm, em razão do diâmetro de partícula a ser simulado, que é discutido na sequência.

As dimensões do meio poroso, listadas na Tabela 6.2, compreendem a altura (e_{PM}), o comprimento total (h_{PM}), o comprimento da região anisotrópica ($h_{PM,ani}$) e o comprimento da região isotrópica ($h_{PM,iso}$), sendo definidos arbitrariamente. Os detalhes da concepção geométrica do meio são debatidos na Seção 3.1, e os respectivos parâmetros apresentados na sequência na Seção 6.2

As propriedades do fluido são listadas na Tabela 6.3, compreendendo valores de uma solução de 30% em massa de glicerina ($C_3H_8O_3$) em água a 20°C. Tais valores são razoáveis para serem comparados com propriedades médias do fluido de perfuração em escoamento na região anular do poço (Obrzut et al., 2015; Schneider et al., 2015). Além disso, a utilização da solução de água e glicerina é conveniente pelo fato de ser possível carrear as partículas mantendo-as dispersas no escoamento com vazões significativamente menores do que a que seria necessária para a água.

Tabela 6.3 – Propriedades do fluido.

Massa específica do fluido	ρ_β	1188	kg/m ³
Viscosidade dinâmica	μ_β	$2,797 \cdot 10^{-2}$	Pa.s

Considerando os objetivos gerais do presente trabalho descritos na Seção 1.2, a formação de reboco sob condições de filtração dinâmica é estudada avaliando a influência de parâmetros relacionados com o escoamento, as partículas e o meio poroso. As variáveis do problema são apresentadas na Tabela 6.4, sendo MP referentes às configurações do arranjo de cilindros apresentadas na Seção 6.2. Os valores em negrito compreendem o caso de referência do presente trabalho que é geralmente empregado para comparações.

O número de Reynolds no canal ($Re_{CH,i}$) é uma variável do problema definida de acordo com a Equação (6.6) em função da velocidade média do fluido no canal ($q_{\beta,CH,i}$), da largura do canal (h_{CH}) e das propriedades do fluido viscosidade dinâmica (μ_β) e massa específica (ρ_β).

Tabela 6.4 – Resumo das variáveis do problema

		Expressão	Equação
Número de Reynolds no canal	$Re_{CH,i}=(125; \mathbf{250}; 500)$	$Re_{CH,i} = \frac{\rho_{\beta} h_{CH} q_{\beta,CH,i}}{\mu_{\beta}}$	(6.6)
Vazão inicial de fuga	$Q_{fuga}=(5; 10; \mathbf{20\%})$	$Q_{fuga} = \frac{Q_{\beta,PM,o}}{Q_{\beta,CH,i}} \times 100\%$	(6.7)
Diâmetro da partícula	$d_p=(0,50; 0,75; \mathbf{1,00})$ mm)		
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}=(\mathbf{1,5}; 2,5)$	$\rho_{p/\beta} = \frac{\rho_p}{\rho_{\beta}}$	(6.8)
Meio poroso	$MP=(\mathbf{1-9})$		

Os valores para a vazão inicial de fuga (Q_{fuga}), definida de acordo com a Equação (6.7), são escolhidos de acordo com a classificação apresentada na Tabela 1.1. Sendo assim, é possível analisar a eficiência do reboco para o combate à perda de circulação de diferentes severidades.

O diâmetro (d_p) é variado para averiguar a influência do tamanho das partículas na formação de reboco. Os materiais de perda de circulação possuem uma ampla faixa de tamanhos e formas (Lavrov, 2016), os quais podem ser utilizados como critério classificatório conforme exposto na Seção 1.1. No presente trabalho, o diâmetro da partícula é mantido em uma faixa de *LCM*s tipicamente encontradas no processo de perfuração (Calçada et al., 2015b).

O efeito da variação da razão de massa específica partícula-fluido ($\rho_{p/\beta}$), Equação (6.8), representa a relação entre a massa específica da partícula ρ_p [kg/m³] e a do fluido ρ_{β} [kg/m³], respectivamente. Tal parâmetro é variado na tentativa de contemplar as propriedades dos materiais de perda de circulação, uma vez que no presente trabalho ρ_{β} é invariável. Os *LCM*'s apresentam-se em uma faixa extensa de propriedades (Lavrov, 2016), mas no presente trabalho limita-se a valores usuais para o processo de perfuração (Calçada et al., 2015a).

Por fim, é estudado o efeito do meio poroso heterogêneo sobre a formação de reboco, sendo os parâmetros geométricos do arranjo de cilindros alternados (e.g. número de cilindros, porosidade, dimensão da garganta de poro) discutidos na sequência.

6.2. Concepção do meio poroso heterogêneo

No presente trabalho, o meio poroso é modelado na escala do poro, conforme é discutido na Seção 3.1, sendo possível distinguir visualmente a nuance dos poros (interface fluido-sólido). A configuração da matriz sólida é concebida replicando uma célula periódica nas direções x e y um número finito de vezes, gerando, dessa forma, um arranjo de cilindros alternados.

Neste trabalho, são confeccionados 10 meios porosos de 4 formas distintas, considerando a variação do número de cilindros, da porosidade (φ) e da dimensão da garganta de poro (pt).

Para MP1, MP2 e MP3 é mantida constante a fração volumétrica na entrada da região anisotrópica ($\varphi_{i=0}$) e na região isotrópica (φ_{iso}), como pode ser observado pelas curvas φ vs x_{PM} que são idênticas na Figura 6.3. O número de cilindros é variado considerando $n=5$ para MP2, $n=10$ para MP1 e $n=20$ para MP3, conforme é mostrado para a representação esquemática dos arranjos. Para $n=10$, a garganta de poro decai linearmente na região anisotrópica a partir de $pt \approx 2$ mm em $x_{PM} \approx 0$ até $pt=0,6$ mm, que é mantido constante na região isotrópica. Por conveniência, as propriedades na região isotrópica são referenciadas pelo subscrito “iso”. Variando-se o número de cilindros, as curvas pt vs x_{PM} comportam-se de forma análoga. Para cada posição de x_{PM} , os maiores valores de pt são observados para $n=5$, e os menores para $n=20$. Além disso, é mostrado na Figura 6.3 o arranjo MP10 totalmente isotrópico, sendo definido em função da porosidade $\varphi_{iso}=0,356$ e da garganta de poro $pt_{iso}=0,6$ mm.

Outra maneira de construir o meio poroso é variando os valores da dimensão de garganta de poro na região isotrópica (pt_{iso}), enquanto são mantidos constantes o número de cilindros $n=10$ e a porosidade na entrada da região anisotrópica, $\varphi_{i=0}=0,7$. Para o MP4 é prescrito $pt_{iso}=0,3$ mm e para MP5 tem-se $pt_{iso}=0,9$ mm. As curvas para φ vs x_{PM} e pt vs x_{PM} são mostradas na Figura 6.4, sendo evidente para cada configuração tem-se um valor distinto para a porosidade na região isotrópica (φ_{iso}).

A concepção dos arranjos MP6 e MP7 é realizada mantendo-se invariáveis a porosidade na entrada da região anisotrópica $\varphi_{i=0}=0,7$ e a dimensão da garganta de poro na região isotrópica em $pt_{iso}=0,6$ mm. O número de cilindros (n) então é variado

atribuindo-se $n=5$ para MP6 e $n=20$ para o MP7. As curvas pt vs x_{PM} são mostradas na Figura 6.5, sendo possível observar para cada valor de n existe um valor distinto de pt na região $x_{PM} \approx 0$. Entretanto, tais curvas convergem para $pt_{iso}=0,6$ mm na região isotrópica. Além disso, observando as curvas φ vs x_{PM} , tem-se valores idênticos de $\varphi_{i=0}$ em $x_{PM} \approx 0$ e, na sequência, as curvas variam até se estabilizar em valores de garganta de poro na região isotrópica que são função de n .

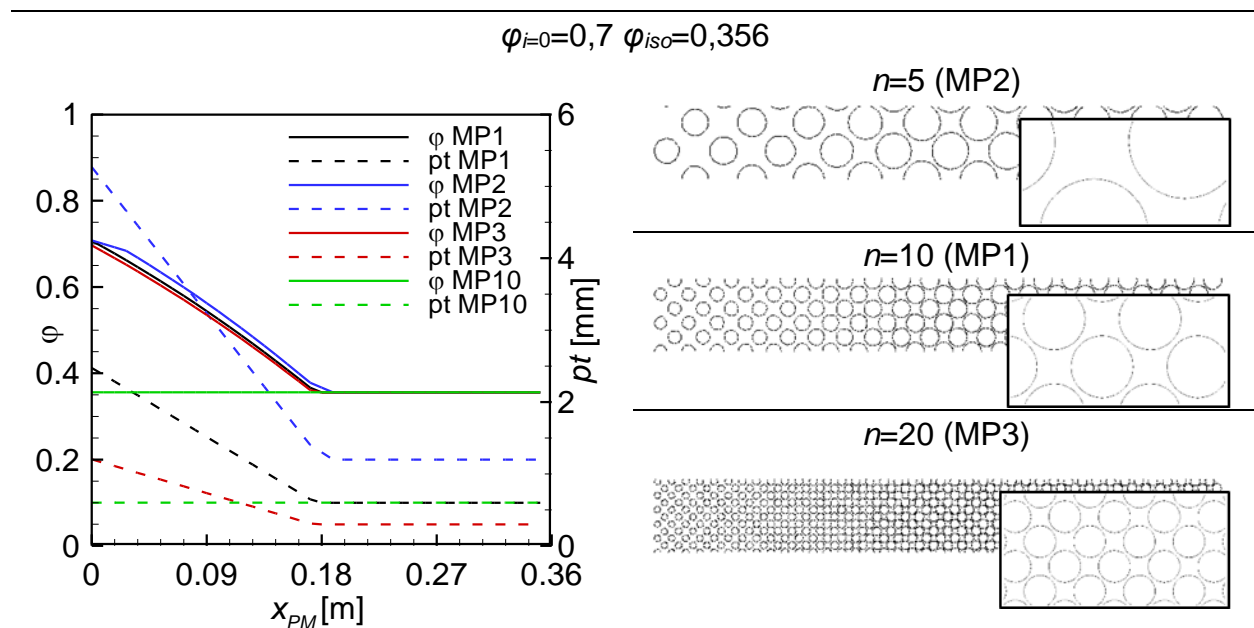


Figura 6.3 – Parâmetros geométricos para meios porosos heterogêneos em função do número de cilindros n .

Por fim, é considerado o efeito da variação de $\varphi_{i=0}$ considerando constante $n=10$ e $\varphi_{iso}=0,356$, sendo arbitrado $\varphi_{i=0}=0,5$ para MP8 e $\varphi_{i=0}=0,9$ para MP9. As curvas pt vs x_{PM} e φ vs x_{PM} são mostradas na Figura 6.6, sendo evidente que para cada valor de $\varphi_{i=0}$ existe um valor distinto de garganta de poro (pt).

Na presente seção é realizada a parametrização do arranjo de cilindros alternados com base no número de cilindros (n), na porosidade da entrada da região anisotrópica ($\varphi_{i=0}$), na porosidade da região isotrópica (φ_{iso}) e na dimensão da garganta de poro na região isotrópica (pt_{iso}). Na sequência é avaliada a influência de tais parâmetros sobre o escoamento através da determinação da permeabilidade.

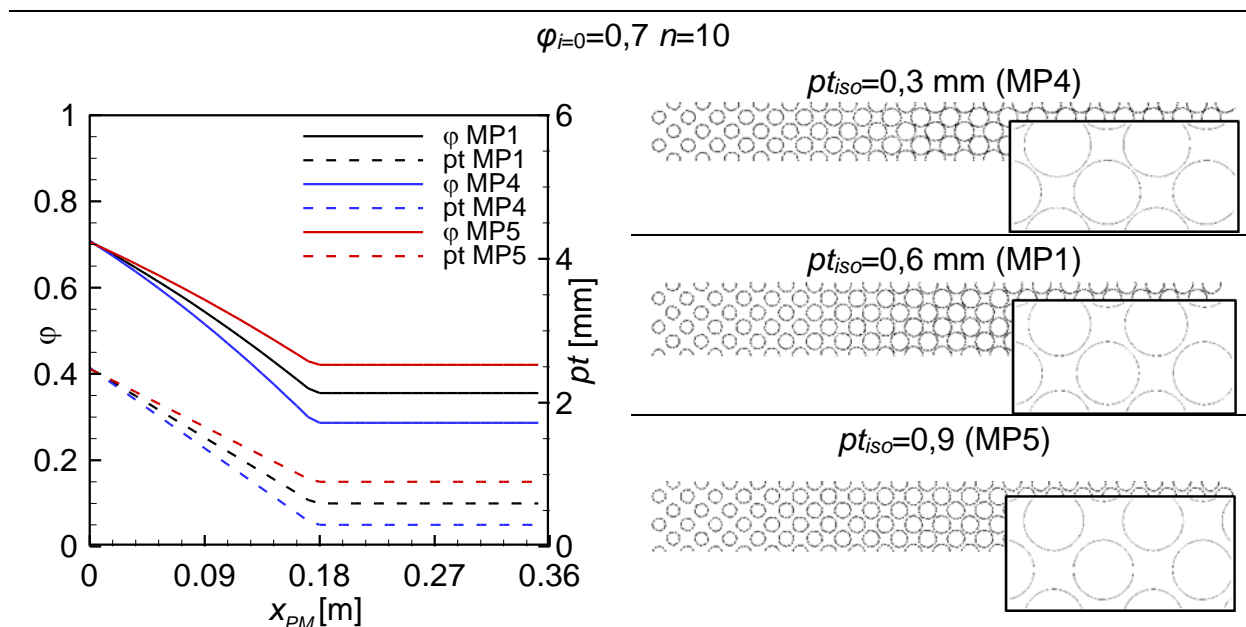


Figura 6.4 – Parâmetros geométricos para meios porosos heterogêneos em função da garganta de poro na região isotrópica pt_{iso} .

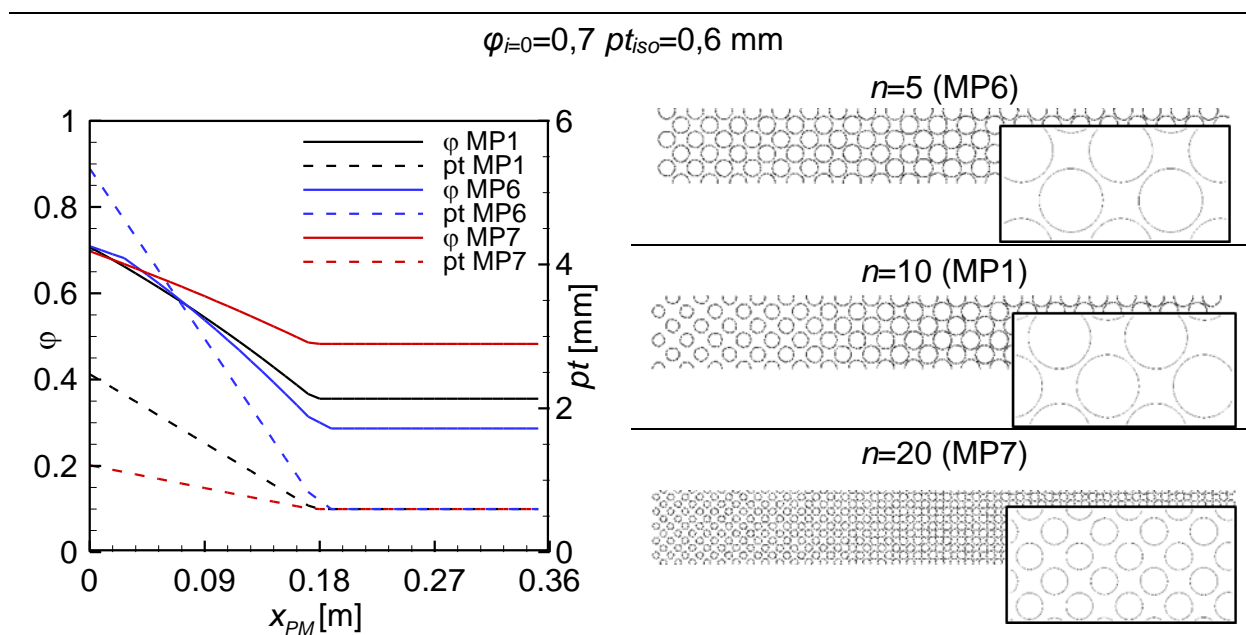


Figura 6.5 – Parâmetros geométricos para meios porosos heterogêneos em função do número de cilindros n .

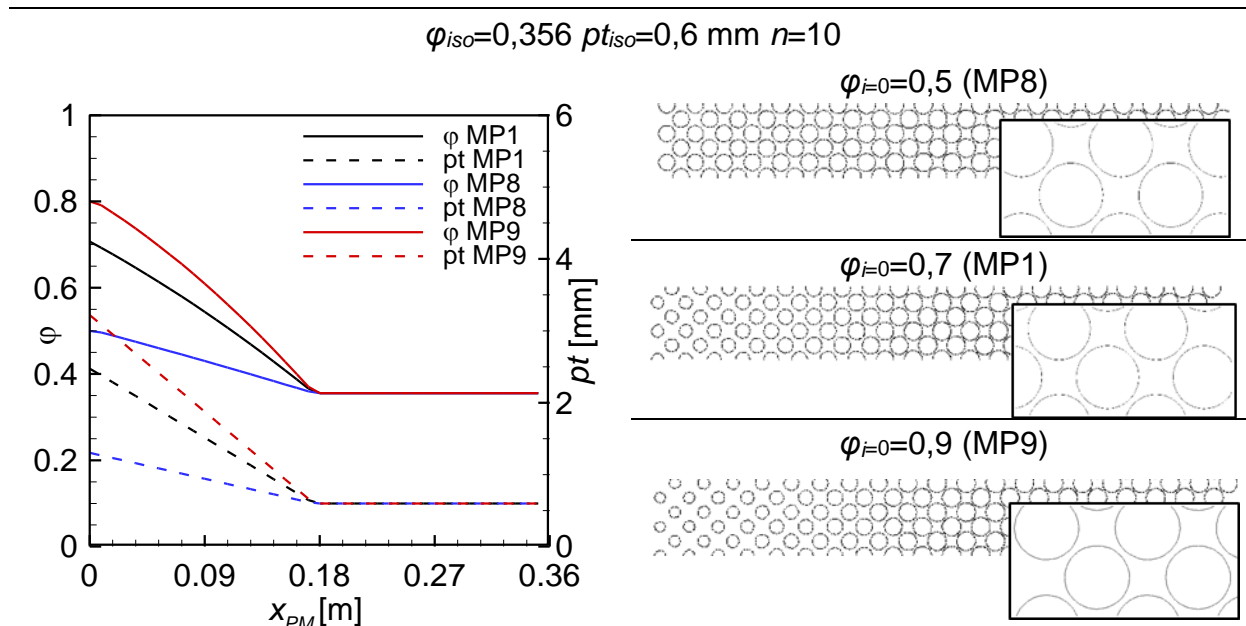


Figura 6.6 – Parâmetros geométricos para meios porosos heterogêneos em função da porosidade de entrada na região anisotrópica $\varphi_{i=0}$.

6.3. Caracterização da permeabilidade do meio poroso

Nesta seção, os arranjos de cilindros MP1 a MP10, cujos parâmetros geométricos (e.g. porosidade, número de cilindros, dimensão da garganta de poro na região isotrópica) são apresentados na seção anterior, são caracterizados em função da permeabilidade.

A fim de simplificar a simulação e garantir que o escoamento em todo o domínio do meio poroso encontra-se no regime de Darcy, é adotado um domínio computacional simplificado. O plugue poroso heterogêneo é ilustrado na Figura 6.7, apresentando 90 mm de altura e comprimento total de 180mm. O plugue pode assumir as configurações de arranjos listadas na Seção 6.2 e encontra-se inserido em um canal de comprimento total 540 mm.

A permeabilidade na geometria da Figura 6.7 é obtida através da simulação do escoamento de fluido monofásico, laminar, de propriedades constantes, isotérmico e em regime permanente, cujas equações são idênticas às apresentadas na Seção 3.4.

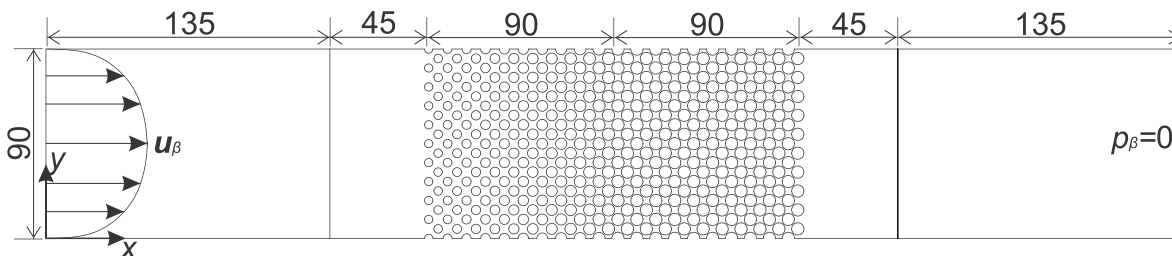


Figura 6.7: Geometria simplificada do plugue poroso heterogêneo para a caracterização do meio poroso.

As condições de contorno do plugue poroso heterogêneo compreendem o perfil de velocidade parabólico na superfície de controle de entrada, a fim de mimetizar uma condição de escoamento plenamente desenvolvido.

$$\mathbf{u}_\beta = 6q_{\beta,PM,i} \left(\frac{y}{e_{PM}} - \left(\frac{y}{e_{PM}} \right)^2 \right) \mathbf{e}_x \quad (6.9)$$

Sendo $q_{\beta,PM,i}$ a velocidade média do escoamento definida em função do respectivo número de Reynolds no meio poroso, Re_{PM} .

$$Re_{PM} = \frac{\rho_\beta q_{\beta,PM,i} e_{PM}}{\mu_\beta} \quad (6.10)$$

Para os parâmetros da Equação (6.10) tem-se que $e_{PM}=90$ mm como mostrado na Figura 6.7 e a viscosidade dinâmica μ_β [Pa.s] e a massa específica ρ_β [kg/m³] encontram-se listados na Tabela 6.3. Na superfície de controle de saída é prescrita pressão nula $p_{\beta,o}=0$ e nas demais superfícies é aplicada a condição de não deslizamento.

As condições de contorno são convenientes para a avaliação da permeabilidade, uma vez que a pressão na superfície de controle de influxo e efluxo são uniformes. Assim, é razoável calcular a permeabilidade (k) através da Equação (6.11), sendo $H=540$ mm. Ressalta-se que é utilizado o comprimento total do canal (H) em virtude de as pressões $p_{\beta,i}$ e $p_{\beta,o}$ serem uniformes nas respectivas superfícies de controle.

$$k = \frac{q_{\beta,PM,i} \mu_{\beta}}{-p_{\beta,i}/H} \quad (6.11)$$

A solução das equações no plugue poroso heterogêneo é realizada através do Método dos Volumes Finitos, discutido no APÊNDICE C. Além disso, é feito um teste de sensibilidade da malha com os resultados, sendo este apresentado no APÊNDICE E. Tal teste é muito útil para prover parâmetros de referência para a determinação da malha da geometria do problema, a ser discutida subsequentemente.

Resultados para a permeabilidade k em milidarcy, md; são apresentados na Tabela 6.5 para os 10 meios porosos simulados considerando $Re_{PM}=1$. Inicialmente, pode-se observar que a permeabilidade de MP1 e MP10 (isotrópico) difere em aproximadamente 24%, indicando influência da região anisotrópica sobre a perda de carga. Tal aspecto pode ainda ser corroborado analisando-se MP8 e MP9 que diferem de MP1 apenas na fração volumétrica de entrada da região anisotrópica $\varphi_{i=0}$, apresentando propriedades geométricas idênticas na região isotrópica. A variação em k para MP8 e MP9 em relação à MP1 é de 20% e -23,6%, respectivamente.

Tabela 6.5 – Resultados para a permeabilidade do plugue poroso.

	n	$\varphi_{i=0}$	φ_{iso}	$pt_{iso}[\text{mm}]$	$k [\text{md}] 10^7$ $Re_{PM}=1$	$k [\text{md}] 10^7$ $Re_{PM}=100$
MP1	10			0,6	1,648	1,678
MP2	5		0,356	1,2	7,669	7,922
MP3	20			0,3	0,473	0,499
MP4	10	0,7	0,287		0,404	0,421
MP5			0,421	0,9	6,093	6,190
MP6	5		0,287		1,475	1,540
MP7	20		0,483		3,166	3,484
MP8		0,5		0,6	1,730	1,805
MP9	10	0,9	0,356		1,981	2,076
MP10					1,260	1,286

1md=10⁻¹¹ cm²

O parâmetro que mais sensivelmente altera a permeabilidade na Tabela 6.5 é a garganta de poro na região isotrópica. De fato, dobrar pt_{iso} em MP2 ocasiona aumento de k em 4,65 vezes comparando com MP1, enquanto que reduzir pt_{iso} à metade em MP3 diminui k em 71,2%. Apesar de o número de cilindro ser variado em MP1, MP2 e MP3, a fração volumétrica na entrada da região anisotrópica e na região isotrópica são mantidas constantes. Uma análise semelhante pode ser realizada para MP4, MP1 e MP5 todos com $n=10$ cilindros, mas com valores de φ_{iso} distintos.

Os campos adimensionais de pressão P_β e velocidade U são apresentados para os arranjos MP1 e MP4 e $Re_{PM}=1$ na Figura 6.8, ambos têm $n=10$ cilindros diferindo apenas na dimensão da garganta de poro isotrópica pt_{iso} e, conseqüentemente, em φ_{iso} . A permeabilidade k , indicada em md abaixo do respectivo campo de pressão adimensional, apresenta ser uma ordem de grandeza menor para MP4.

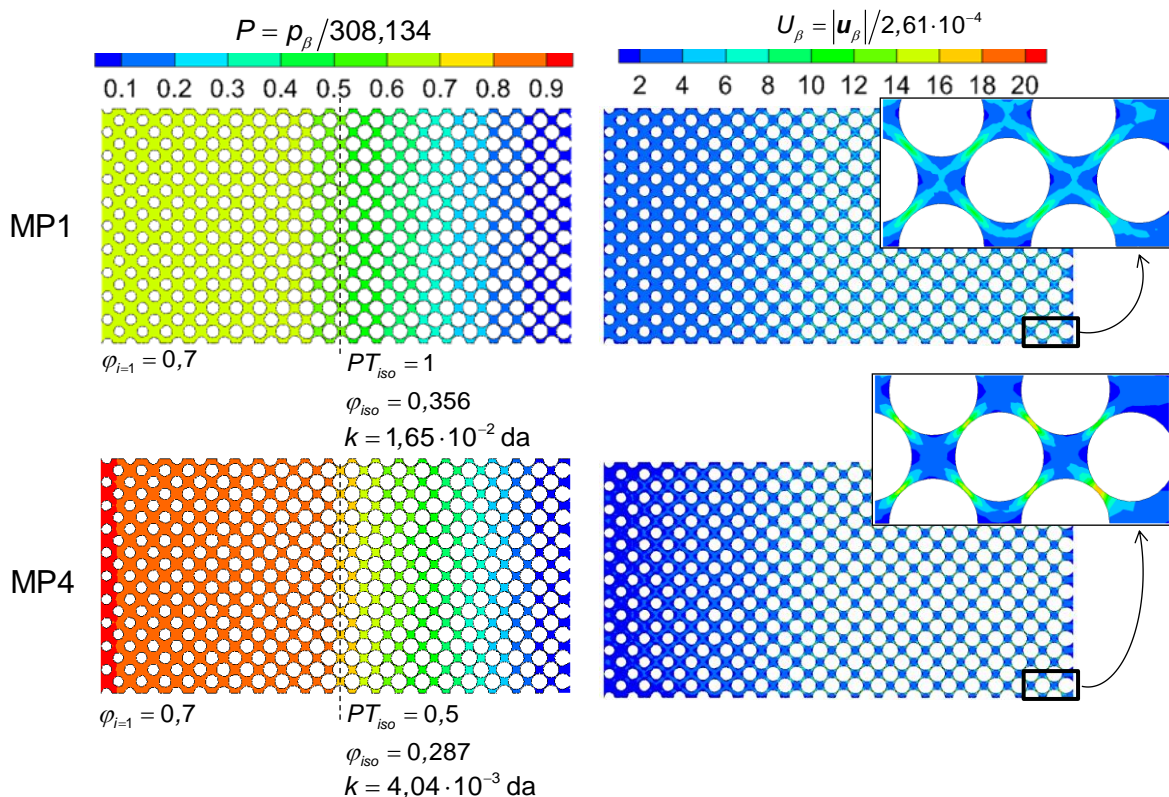


Figura 6.8 – Campo de pressão e velocidade adimensional para o MP1 e MP4 considerando $Re_{PM}=1$.

Em ambos os arranjos mostrados na Figura 6.8, a variação da pressão é mais acentuada na região isotrópica (delimitada à direita da linha pontilhada vertical) que apresenta decaimento linear. O campo de velocidade indica o fluido é submetido a constrições cada vez menores, as quais ocasionam a aceleração advectiva. No caso de MP4, o fluido apresenta velocidade U_β maior do que MP1 como mostrado pelo detalhe do campo de velocidade na região isotrópica. A aceleração do fluido favorece o incremento na perda de carga que ocasiona a diminuição nos valores de k entre MP1 e MP4.

O perfil de pressão adimensional para $Re_{PM}=1$ é apresentado na Figura 6.9 (a) em função do comprimento adimensional do arranjo de cilindros X_{PM} , sendo $X_{PM}=x_{PM}/h_{PM}$ com $h_{PM}=0,18$ m. Os valores de P_β são calculados em função da pressão de referência $p_{ref}=308$ Pa tomada na entrada do MP4. A variação de P_β é linear em toda a extensão do MP10 (meio isotrópico) e na região isotrópica dos demais arranjos. Evidencia-se que a queda de pressão é mais pronunciada na região isotrópica devido à aceleração estabelecida no fluido pelo estrangulamento do escoamento nas gargantas de poro. Por outro lado, na região anisotrópica o caimento da pressão é menos expressivo.

Diante dos parâmetros do problema do presente trabalho listados na Tabela 6.4, tem-se que um teto para o número de Reynolds no canal e para a vazão inicial de fuga é $Re_{CH,i}=500$ e $Q_{fuga}=20\%$, respectivamente. Com isso, tem-se que o número de Reynolds máximo possível de ocorrer na região PM da geometria do problema (Figura 3.4) poroso é $Re_{PM}=100$. Resultados para P_β considerando $Re_{PM}=100$ são apresentados na Figura 6.9 (b). A pressão é posta sob a forma adimensional em função da pressão de entrada do MP4 $p_{ref}=31242$ Pa, isto é, aproximadamente 100 vezes maior ao observado para p_{ref} considerando $Re_{PM}=1$. As curvas apresentam decaimento semelhante, sugerindo que mesmo para $Re_{PM}=100$ o escoamento na região PM ainda se encontra no regime Darcyano.

Na Tabela 6.5 também é apresentado o valor da permeabilidade calculado a partir da Equação (6.11) para $Re_{PM}=100$, evidenciando que k apresenta valores aproximadamente iguais aos observados para $Re_{PM}=1$. Portanto, conclui-se que o escoamento encontra-se no regime de Darcy para a faixa de Re_{PM} simulado nos arranjos de cilindros alternados considerados. Assim, é possível empregar na sequência a

permeabilidade para caracterizar o efeito da formação do leito de partículas sobre a vazão de perda de circulação Q_{fuga} para toda a faixa de $Re_{CH,i}$ estipulada.

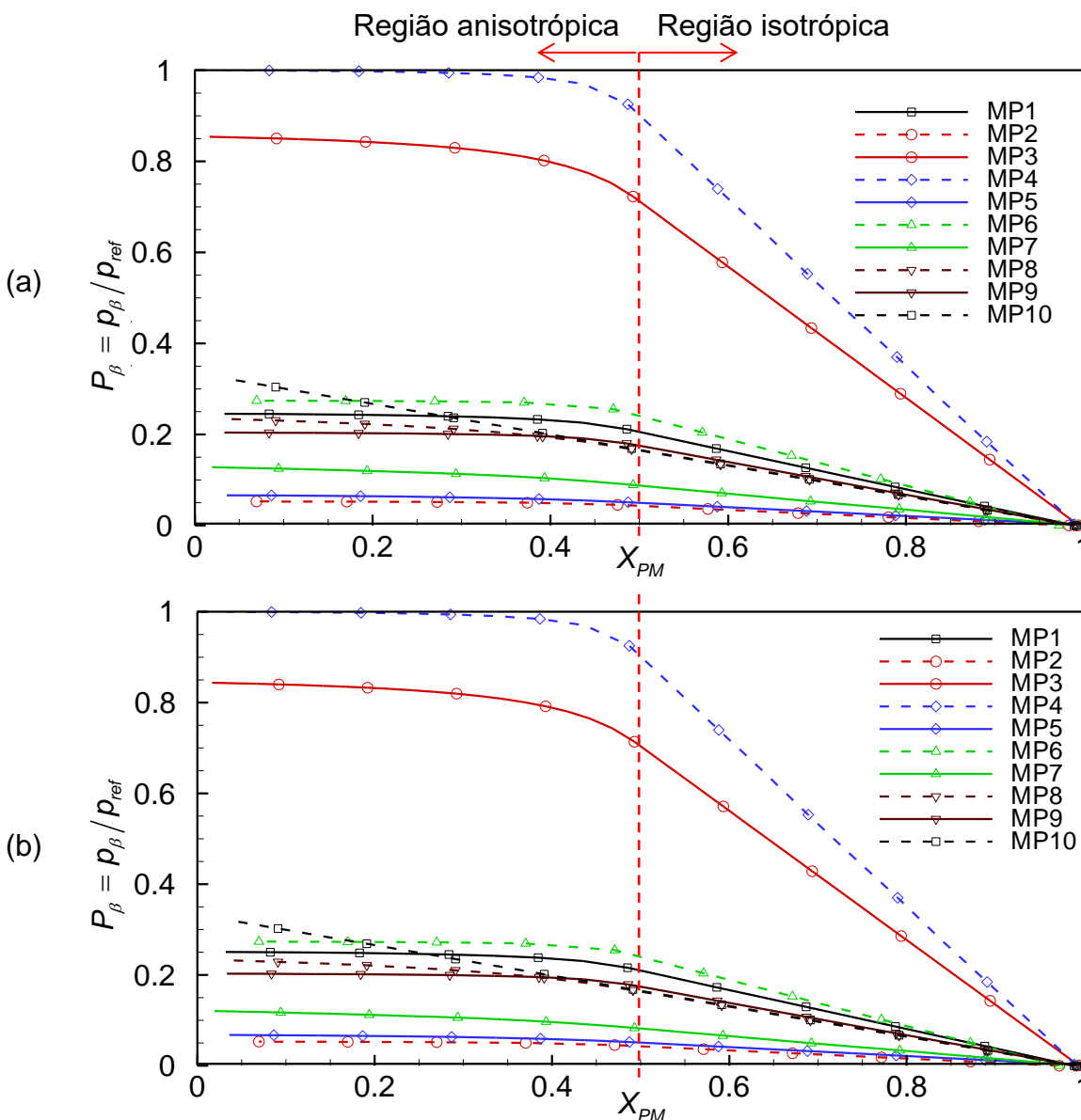


Figura 6.9 – Perfil de pressão adimensional P_β ao longo do comprimento adimensional do meio poroso X_{PM} . (a) $Re_{PM}=1$ com $p_{ref}=308$ Pa. (b) $Re_{PM}=100$ com $p_{ref}=31242$.

Por fim, é avaliada a fidelidade da idealização do meio poroso como um arranjo de cilindros alternados à modelagem de formações altamente permeáveis, as quais são críticas ao fenômeno de perda de circulação, como comentado na Seção 1.1. A

permeabilidade dos meios porosos MP1 a MP10 é comparada com valores tipicamente encontrados em operações de perfuração de poços de petróleo na Tabela 6.6. Os resultados apresentados na Tabela 6.5 encontram-se na faixa de valores dos reservatórios classificados como fraturados.

Tabela 6.6 – Faixas de permeabilidade [md] para formações tipicamente encontradas na perfuração de poços de petróleo. Adaptado de Bear (1972).

Cascalho*		Cascalho e areia**		Areia fina, silte, loesse									
				Turfa		Folhetos de argila		Argila					
				Rochas reservatório			Arenito jovem***		Calcário e dolomita jovem***		Granito jovem		
10 ⁸	10 ⁷	10 ⁶	10 ⁵	10 ⁴	10 ³	10 ²	10	1	10 ⁻¹	10 ⁻²	10 ⁻³	10 ⁻⁴	

6.4. Fenômeno de perda de circulação

As dimensões da geometria do problema (Figura 3.4) são apresentadas na Tabela 6.2 e o meio poroso parametrizado na Seção 6.2. Nesta seção, o fenômeno de perda de circulação é discutido com base nos parâmetros do problema para o escoamento listados na Tabela 6.4, os quais são o número de Reynolds no canal $Re_{CH,i}=(125, 250, 500)$ e a vazão inicial de fuga $Q_{fuga}=(5, 10, 20\%)$.

O efeito do $Re_{CH,i}$ sobre o campo de velocidade do fluido é apresentado na Figura 6.10 para $Q_{fuga}=20\%$ constante. Pode-se observar que o perfil de velocidade a jusante do meio poroso é assimétrico, encontrando-se deslocado devido ao efeito da vazão de fuga. Ressalta-se que de acordo com a Equação (6.1), Q_{fuga} é uma quantidade relativa de forma que a velocidade do fluido através da região PM aumenta proporcionalmente à $Re_{CH,i}$ a fim de manter Q_{fuga} constante.

O incremento da velocidade do fluido acarreta o aumento da queda de pressão medida no plano médio da região TR , PM e FC (Figura 3.4) e apresentado na Figura 6.11. Notavelmente, a pressão na superfície de controle PM,o é menor quanto maior for o $Re_{CH,i}$, sendo mais intensa na região isotrópica (Seção 6.3).

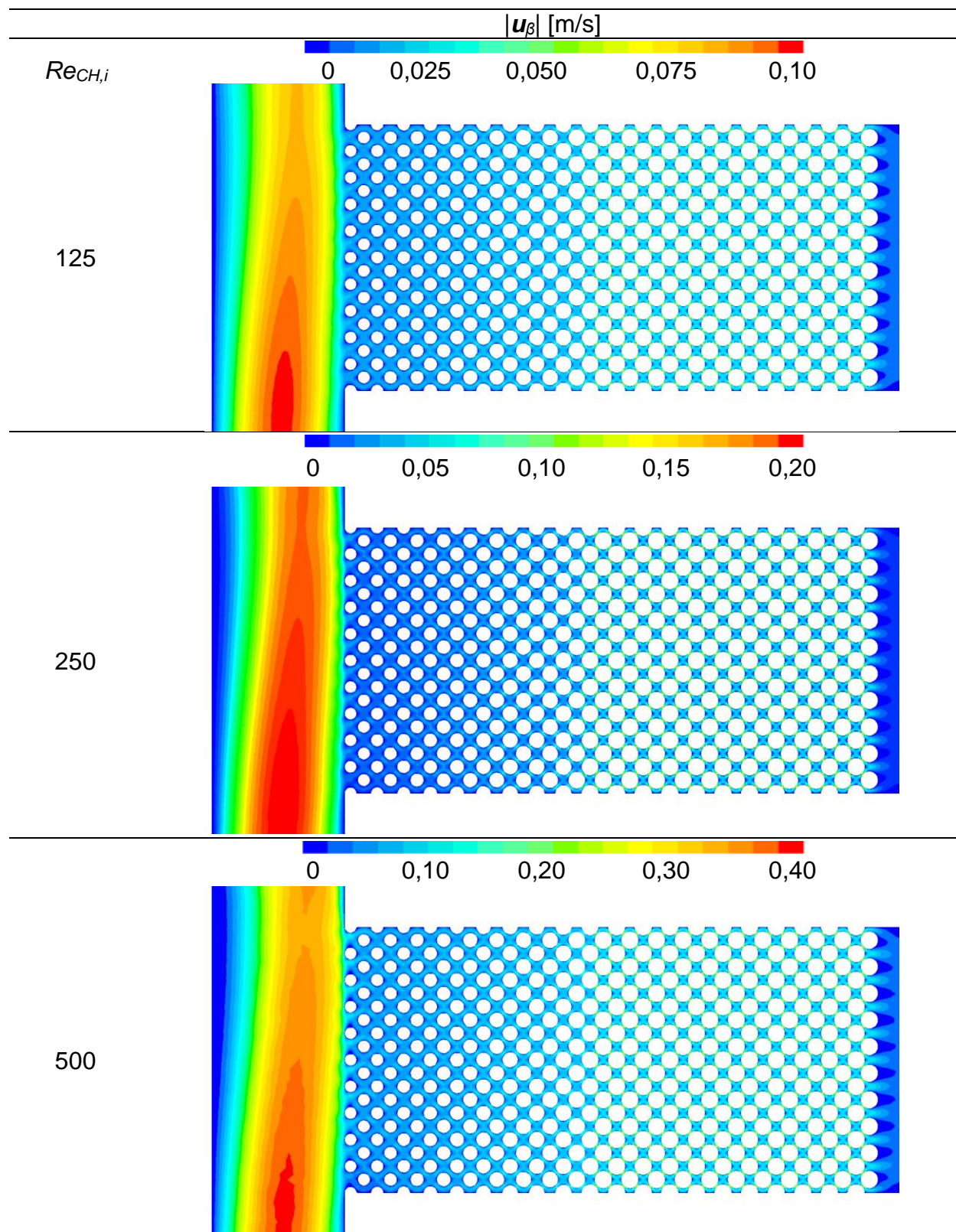


Figura 6.10 – Efeito do número de Reynolds no canal ($Re_{CH,i}$) no campo de velocidade do fluido (\mathbf{u}_β) para $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.

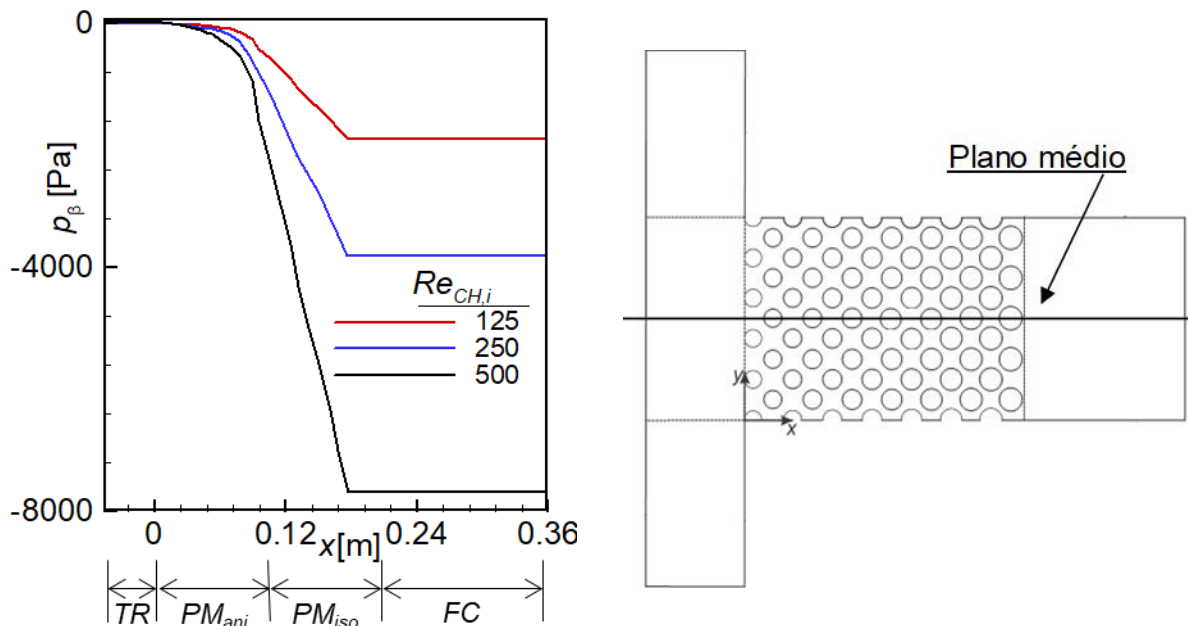


Figura 6.11 – Efeito da variação do número de Reynolds no canal ($Re_{CH,i}$) na pressão (p_β) medida no plano médio da região TR , PM e FC ($y=0,045$ m) para $Q_{fuga}=20\%$ e $MP1$.

Outro parâmetro interessante para a avaliação do fenômeno de perda de circulação é a vazão inicial de fuga (Q_{fuga}), a qual é variada na Figura 6.12 mantendo constante $Re_{CH,i}=250$. Os resultados para o campo de velocidade do fluido demonstram que existe a tendência de a velocidade do fluido aumentar no meio poroso com o incremento de Q_{fuga} . Tal comportamento tem como consequência o aumento da queda de pressão na respectiva região, conforme é mostrado na Figura 6.13 através das curvas da pressão (p_β) em função do comprimento no plano médio ($y=0,045$ m) das regiões TR , PM e FC .

Através dos resultados expostos na Figura 6.11 e Figura 6.13, a perda de circulação é caracterizada pelos parâmetros número de Reynolds no canal ($Re_{CH,i}$) e vazão inicial de fuga (Q_{fuga}). A variação de tais parâmetros repercute na perda de carga no meio poroso. Logo, a configuração do arranjo de cilindros também deve influenciar o fenômeno de invasão, uma vez que na Tabela 6.5 são observados valores distintos para a permeabilidade de cada meio poroso.

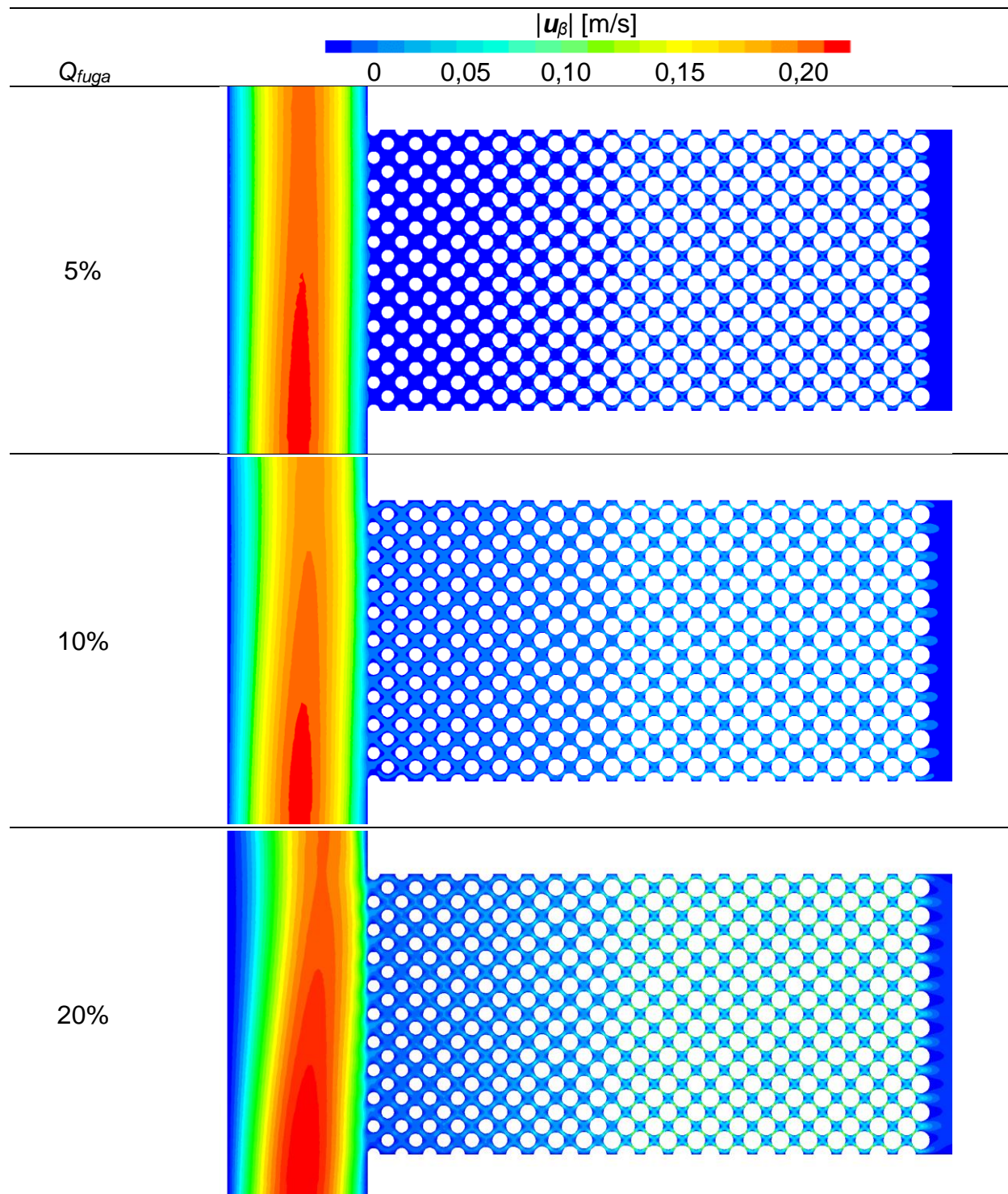


Figura 6.12 – Efeito da vazão inicial de fuga (Q_{fuga}) no campo de velocidade do fluido (\mathbf{u}_β) para $Re_{CH,i}=250$ e MP1

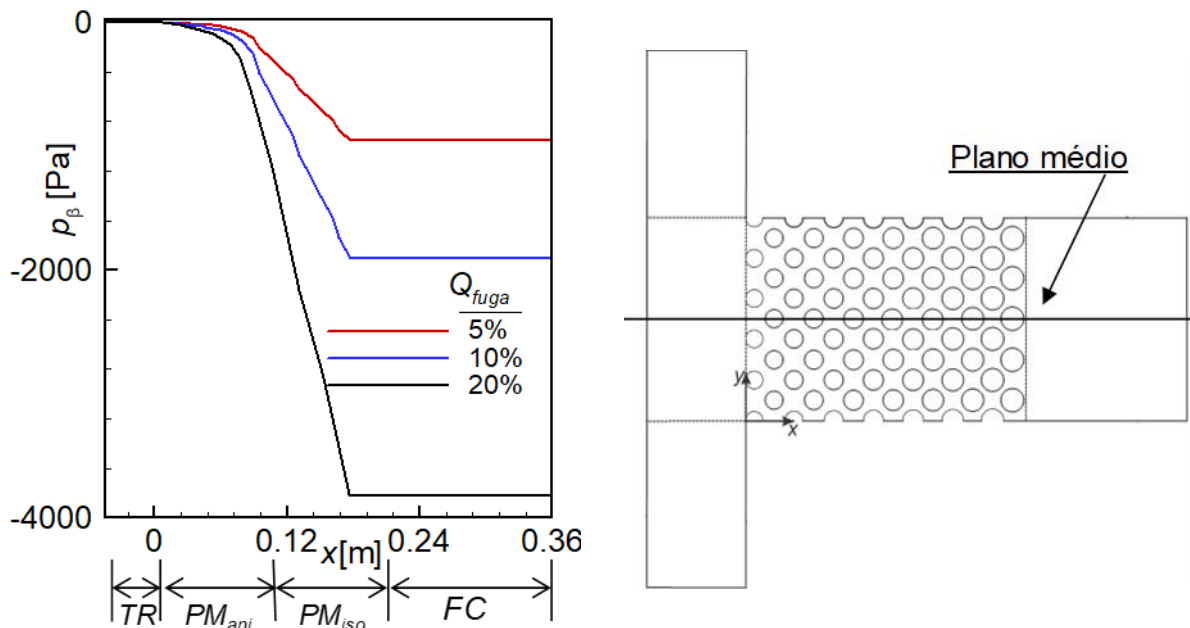


Figura 6.13 – Efeito da variação da vazão de fuga (Q_{fuga}) na pressão (p_β) medida no plano médio da região TR , PM e FC ($y=0,045$ m) para $Re_{CH,i}=250$ e $MP1$.

A influência do meio poroso é analisada mediante a variação do número de cilindros, considerando $n=5$ (MP2), $n=10$ (MP1) e $n=20$ (MP3) e mantendo constante a porosidade na entrada da região anisotrópica ($\phi_{i=0}=0,700$) e na região isotrópica ($\phi_{i=0}=0,356$). Tais arranjos são devidamente caracterizados na Figura 6.4. O campo de velocidade do fluido é mostrado na Figura 6.14 para $Re_{CH,i}=250$ e $Q_{fuga}=20\%$. Pode-se observar que à medida que n é aumentado, a dimensão da garganta de poro (pt) é reduzida e, conseqüentemente, a velocidade do fluido aumenta (Seção 6.3). A aceleração do fluido faz com que para um mesmo valor de Q_{fuga} a perda de carga aumente, comportamento ilustrado na Figura 6.15 através da curva de pressão (p_β) ao longo do plano médio das regiões TR , PM e FC .

O efeito dos demais parâmetros que caracterizam o meio poros (e.g. porosidade na região isotrópica, porosidade na entrada da região anisotrópica, dimensão da garganta de poro) podem -ser observados na Figura 6.15 para $Re_{CH,i}=250$ e $Q_{fuga}=20\%$. Pode-se observar que a redução na permeabilidade do respectivo arranjo, mostrada na Tabela 6.5, repercute em uma queda de pressão mais intensa para compensar as perdas.

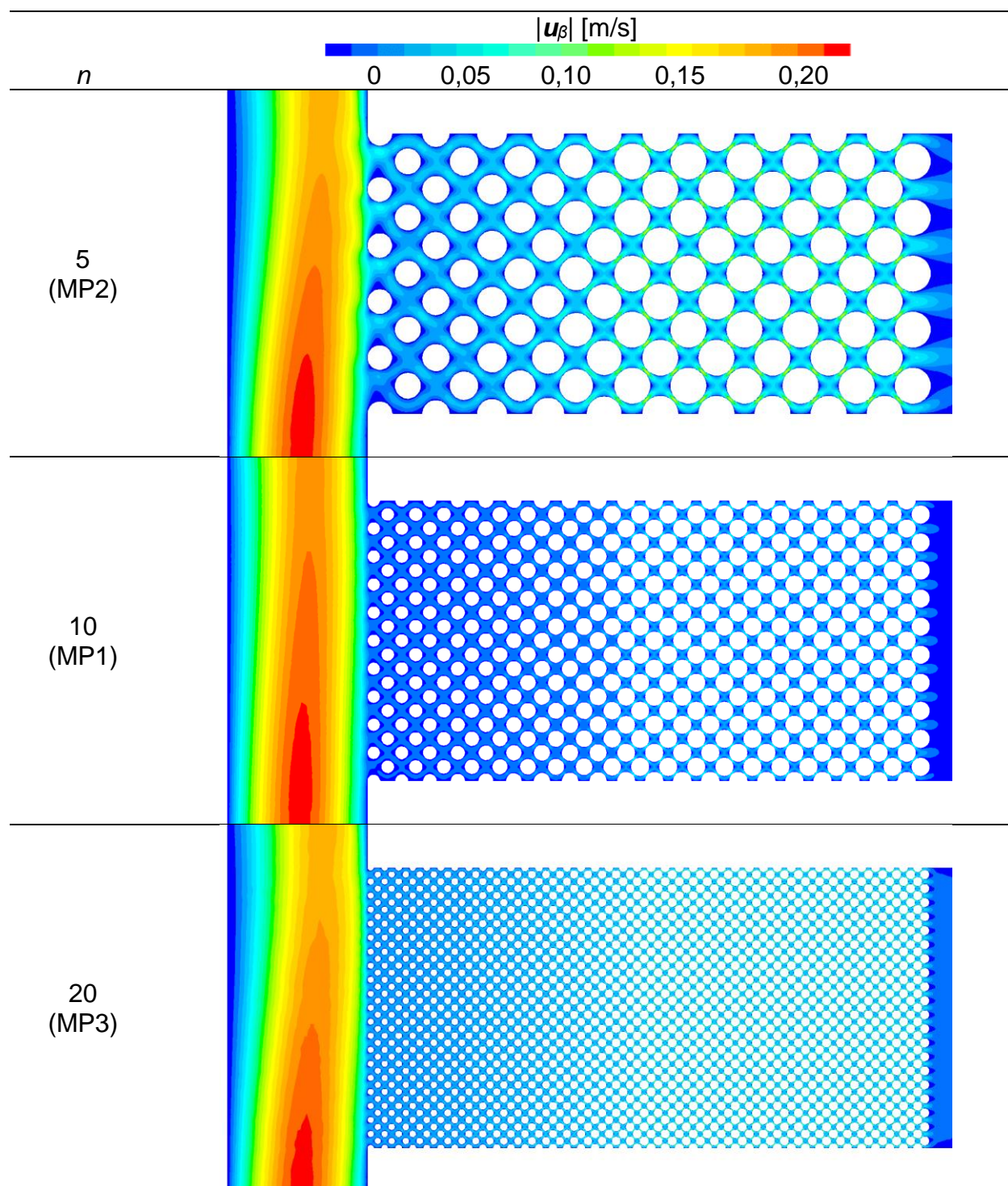


Figura 6.14 – Efeito da variação do número de cilindros (n) no campo de velocidade do fluido (\mathbf{u}_β) para $Re_{CH,r}=250$ e $Q_{fuga}=20\%$.

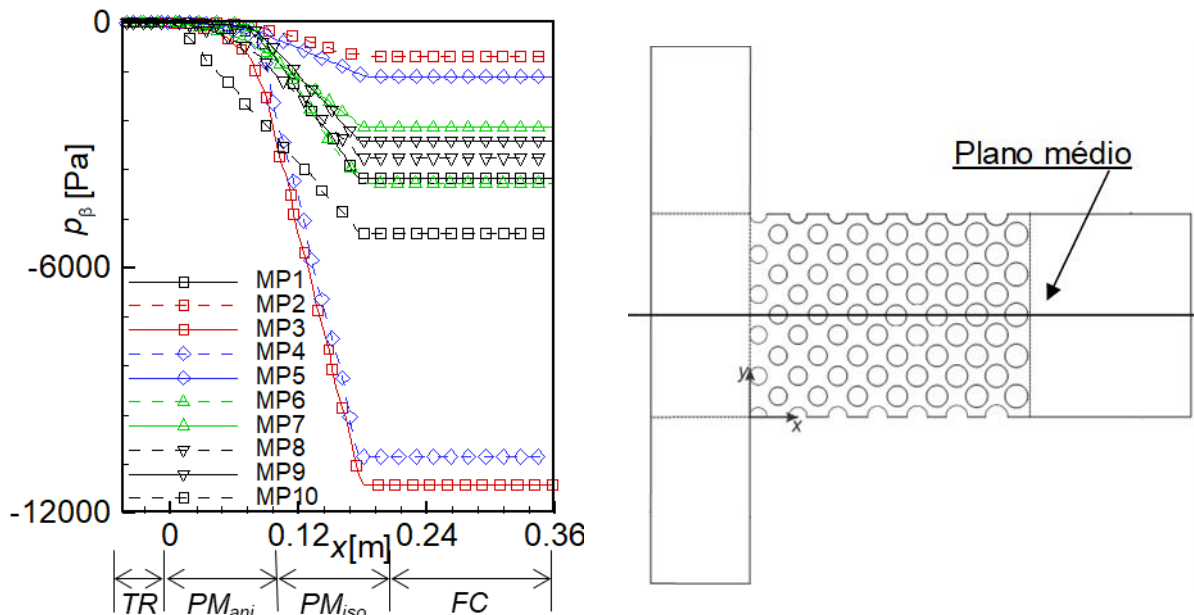


Figura 6.15 – Efeito do meio poroso na pressão (p_β) medida no plano médio da região TR, PM e FC ($y=0,045$ m) para $Re_{CH,i}=250$ e $Q_{fuga}=20\%$.

Comparando-se os campos de velocidade do fluido para o MP1 na Figura 6.14 e no plugue poroso (Figura 6.8), pode-se notar diferenças na forma como o escoamento se apresenta, especialmente na região anisotrópica. Logo, é interessante avaliar o quanto tais aspectos influenciam a permeabilidade do meio poroso. A permeabilidade do plugue poroso é apresentada na Tabela 6.5, enquanto que a permeabilidade do canal pode ser calculada através da Equação (6.5). Os resultados são comparados na Tabela 6.7, sendo evidente que os valores de k [md] para ambas as geometrias são semelhantes.

Nesta seção, o fenômeno de perda de circulação na geometria do problema é caracterizado com base na variação da configuração do meio poroso e dos parâmetros do escoamento como o número de Reynolds no canal ($Re_{CH,i}$) e a vazão inicial de fuga (Q_{fuga}). Na sequência, os parâmetros numéricos para a simulação do escoamento líquido-sólido são definidos com base em uma diversidade de testes realizados.

Tabela 6.7 – Resultados para a permeabilidade da geometria do problema.

	n	$\varphi_{i=0}$	φ_{iso}	ρt_{iso} [mm]	k [md] 10^7 Plugue poroso (Figura 6.7)	k [md] 10^7 Geometria do problema (Figura 3.4)
MP1	10			0,6	1,648	1,723
MP2	5		0,356	1,2	7,669	7,975
MP3	20			0,3	0,473	0,581
MP4	10	0,7	0,287		0,404	0,620
MP5			0,421	0,9	6,093	4,980
MP6	5		0,287		1,475	1,671
MP7	20		0,483		3,166	2,572
MP8		0,5		0,6	1,730	1,986
MP9	10	0,9	0,356		1,981	2,274
MP10					1,260	1,272

1 md=10⁻¹¹ cm²

6.5. Testes preliminares para a formação de reboco

Os parâmetros de natureza numérica relacionados com o *DDPM-DEM* são listados na Tabela 6.8 sendo utilizados em todas as simulações propostas, a não ser que seja especificado o contrário. A determinação de alguns parâmetros é realizada através de testes numéricos realizados por De Lai (2013), Barbosa (2015), Barbosa et al. (2015b) e Poletto et al (2017), sendo alguns resultados apresentados no APÊNDICE D. A função específica de cada parâmetro é debatida no detalhamento do método numérico no Capítulo 4.

Salienta-se que no sumário de parâmetros do problema apresentado na Tabela 6.4 é vislumbrada a variação do número de Reynolds no canal ($Re_{CH,i}$), do diâmetro da partícula (d_p) e da razão de massa específica partícula-fluido ($\rho_{p/\beta}$), os quais afetam a constante de rigidez (k_n) definida na Equação (4.31). O valor de k_n é necessário para computar o passo de tempo de colisão Δt_{col} através da Equação (4.35) que, por sua vez, relaciona-se com o passo de tempo da partícula Δt_p através da Equação (4.35). Em outras palavras, manter k_n constante para todos os valores de d_p implicaria em valores de Δt_{col} que eventualmente não seriam atendidos pelo passo de tempo Δt_p . Portanto,

atribui-se para cada valor de d_p um valor k_n , por exemplo, tem-se $k_n=(12,5; 25,0; 50,0)$ N/m respectivamente para $d_p=(0,50; 0,75; 1,00)$ mm para $Re_{CH,i}=500$. Na Tabela 6.8 pode-se observar que os respectivos valores de sobreposição máxima permitida (ξ_n) encontram-se na mesma escala variando de 4,5% até 6,4%.

Tabela 6.8 – Resumo dos parâmetros numéricos.

Passo de tempo da fase discreta	Δt_p	$1 \cdot 10^{-4}$	[s]
Passo de tempo da fase contínua	Δt_β	$5 \cdot 10^{-2}$	[s]
Número de partículas injetadas	\dot{N}_p	1200	[part/s]
Pontos de injeção	n_{IP}	60	[-]
Velocidade de injeção	$ \mathbf{u}_{p,IP} $	$1,5 q_{\beta,CH,i}$	[m/s]
Tempo de injeção	Δt_{IP}	60	[s]
Diâmetro das partículas	d_p	0,50; 0,75; 1,00	[mm]
Constante de rigidez	k_n	12,5; 25,0; 50	[N/m]
Sobreposição máxima permitida	ξ_n	6,4%; 5,6%; 4,5%	[-]
Coefficiente de restituição partícula-partícula	e_{p-p}	0,90	[-]
Coefficiente de restituição partícula-parede	e_{p-w}	0,60	[-]
Coefficiente de atrito estático	μ_s	0,05	[-]
Coefficiente de atrito de deslizamento	μ_g	0,02	[-]
Coefficiente de atrito de rolamento	μ_r	0,02	[-]

Com base nos parâmetros geométricos do problema (Tabela 6.2), nos parâmetros numéricos (Tabela 6.8) e no espectro de variáveis do problema (Tabela 6.4), o teste de malha para o escoamento líquido-sólido na geometria ilustrada na Figura 3.4 pode ser realizado.

Em virtude da natureza segregada da solução do escoamento bifásico líquido-sólido descrita no Capítulo 4, é imprescindível testar o efeito das dimensões da malha sobre o comportamento global do escoamento particulado. Devido ao modelo numérico empregado, recaem limitações sobre a dimensão e a morfologia dos volumes de controle da malha.

A malha computacional deve resolver ambas as fases com acurácia. Uma condição imprescindível é evitar que a fração volumétrica de sólido seja unitária, $\varepsilon_p=1$, pois tal situação é equivalente a partícula ocupar todo o volume de controle da malha. Dessa forma, a solução da Equação (3.24) torna-se trivial e as forças de interação fluido-partícula não são calculadas adequadamente. Tal aspecto acaba sendo contraditório,

pois para a fase contínua a redução da dimensão dos volumes de controle é benéfica para a estimação dos gradientes. Por outro lado, para as partículas é mais interessante que o comprimento característico do volume de controle l_m seja $l_m \geq 2 \cdot d_p$ (Barbosa et al., 2015b; Poletto et al., 2017). Uma maneira de contornar tal particularidade é considerar um único volume de controle na profundidade e avaliar o quanto l_m pode tender ao diâmetro da partícula (d_p) de forma que não $\varepsilon_p=1$ não ocorra. Os resultados para o teste de malha do escoamento líquido-sólido são detalhados no APÊNDICE E.

6.6. Formação de reboco em filtração dinâmica

Estudar como as características do reboco variam ao longo do tempo de injeção de partículas t_{IP} [s] é fundamental para compreender a relação entre o meio poroso e o escoamento líquido-sólido. A formação de reboco em filtração dinâmica é simulada para os parâmetros considerados como referência, listados na Tabela 6.9, para os parâmetros numéricos apresentados na Tabela 6.8.

Tabela 6.9 –Parâmetros de referência para a formação de reboco.

Diâmetro da partícula	d_p	1,00	mm
Número de Reynolds no canal	$Re_{CH,i}$	250	-
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}$	1,5	-
Vazão inicial de fuga	Q_{fuga}	20%-	-
Meio poroso	MP1	-	-
Constante de rigidez	k_n	50	N/m

O instante $t_{IP}=0$ corresponde ao início do processo de injeção, momento este no qual é conhecido o campo de velocidade do fluido para o escoamento monofásico. O instante $t_{IP}=0,5$ s é apresentado na Figura 6.16 (a) sendo as partículas coloridas em função da magnitude da velocidade $|\mathbf{u}_p|$ [m/s]. As partículas são injetadas com velocidade constante $\mathbf{u}_{p,IP}$, mas sofrem a ação dos efeitos viscosos do fluido e são aceleradas. Tal efeito é perceptível pela deformação das linhas de emissão no sentido de conferir uma forma de parábola. A deformação das linhas de emissão é intensificada à medida que as partículas se afastam da superfície de injeção, mas eventualmente cessa quando atingida a velocidade terminal. A aceleração devido ao escoamento

através do arranjo de cilindros alternados é sentida pelas partículas à medida que as mesmas aproximam-se da região TR . Tal efeito é evidente na Figura 6.16 (b) para o instante $t_{IP}=1,5$ s devido à tendência de aproximação da superfície PM,i .

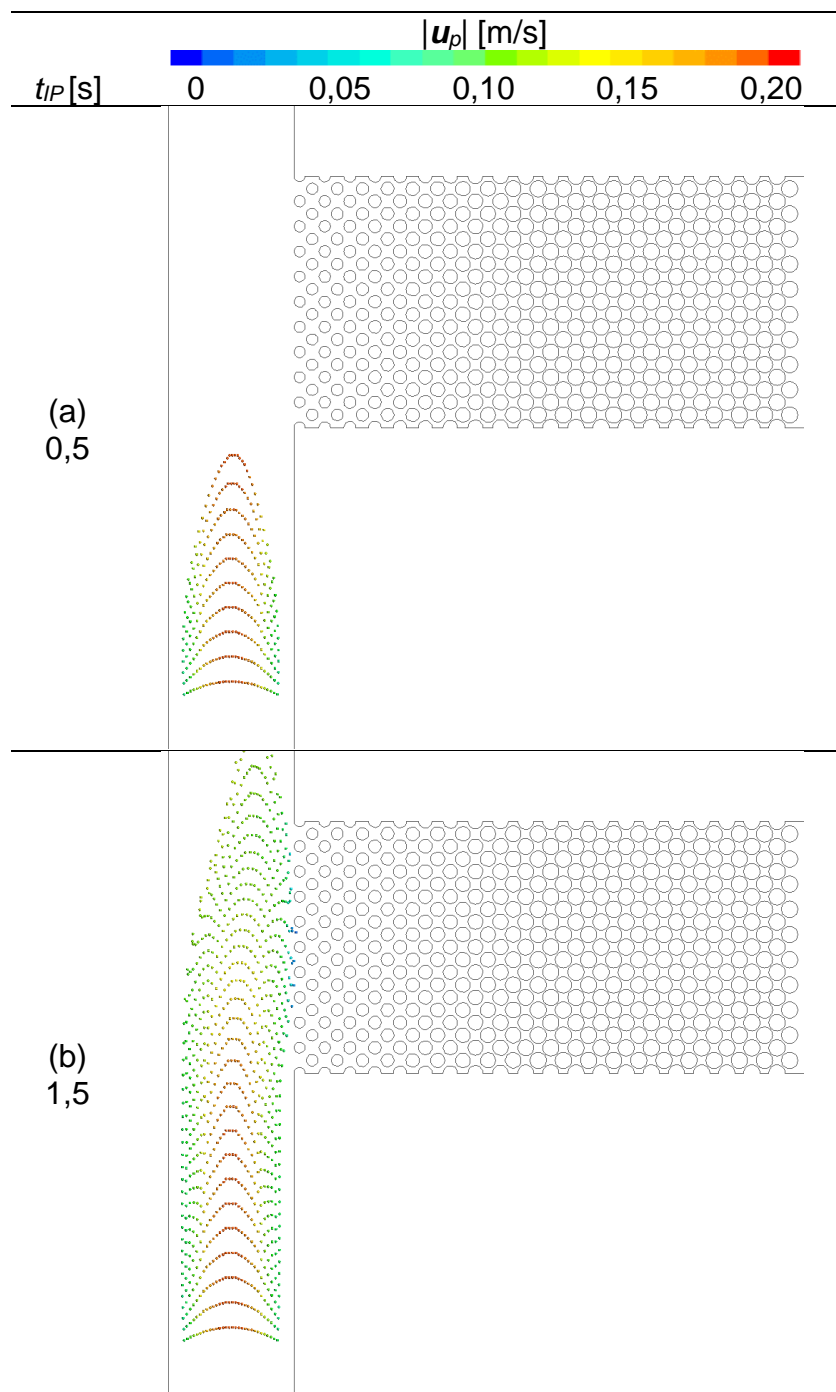


Figura 6.16 – Trajetória das partículas para $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1. (a) $t_{IP}=0,5$ s. (b) $t_{IP}=1,5$ s.

À medida que o tempo de injeção é transcrito, as partículas podem seguir movendo-se pelo canal DW em direção à CH,o ou adentrar no meio poroso. Tal situação é apresentada na Figura 6.17 para $t_{IP}=3,5$ s, uma vez que existe partículas no canal DW e na região PM . Um efeito interessante é que na região TR as partículas mais próximas da superfície PM,i (Figura 6.1) sofrem deflexão de suas respectivas trajetórias mais intensamente do que as pares que estão mais afastadas. Desse modo, algumas partículas conseguem adentrar para a região PM e outras seguem pelo canal DW colidindo com as paredes e partículas adjacentes e, conseqüentemente, causando um aspecto de desordem.

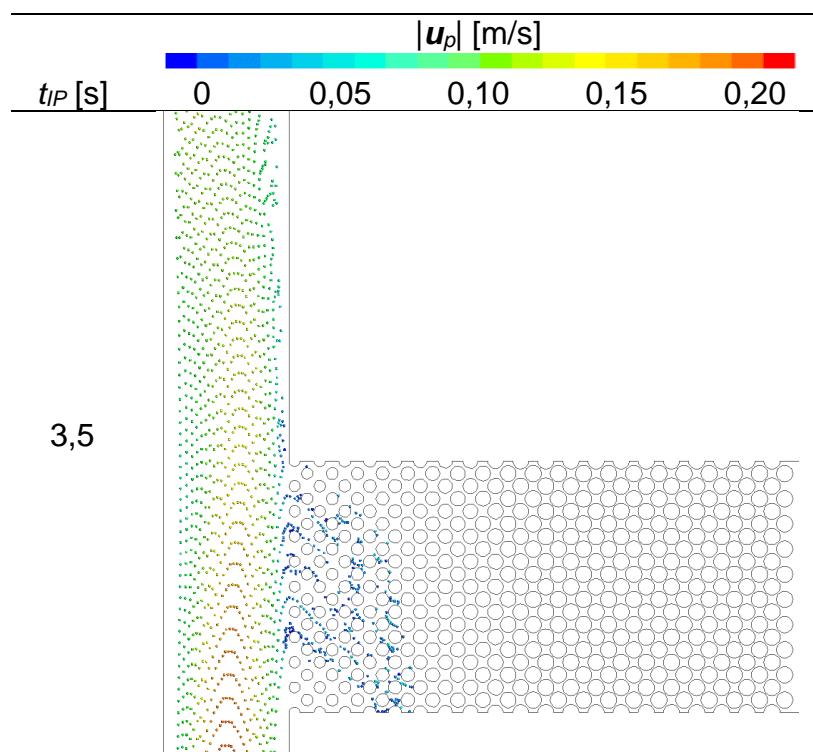


Figura 6.17 – Preenchimento do canal DW para $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=3,5$ s.

A formação do reboco em função de t_{IP} é mostrada na Figura 6.18, focando na seção anisotrópica do meio poroso. Para $t_{IP}=5$ s, pode-se observar a organização das partículas em caminhos preferenciais que culminam com a sedimentação na base da região PM ou com a obstrução de uma garganta de poro.

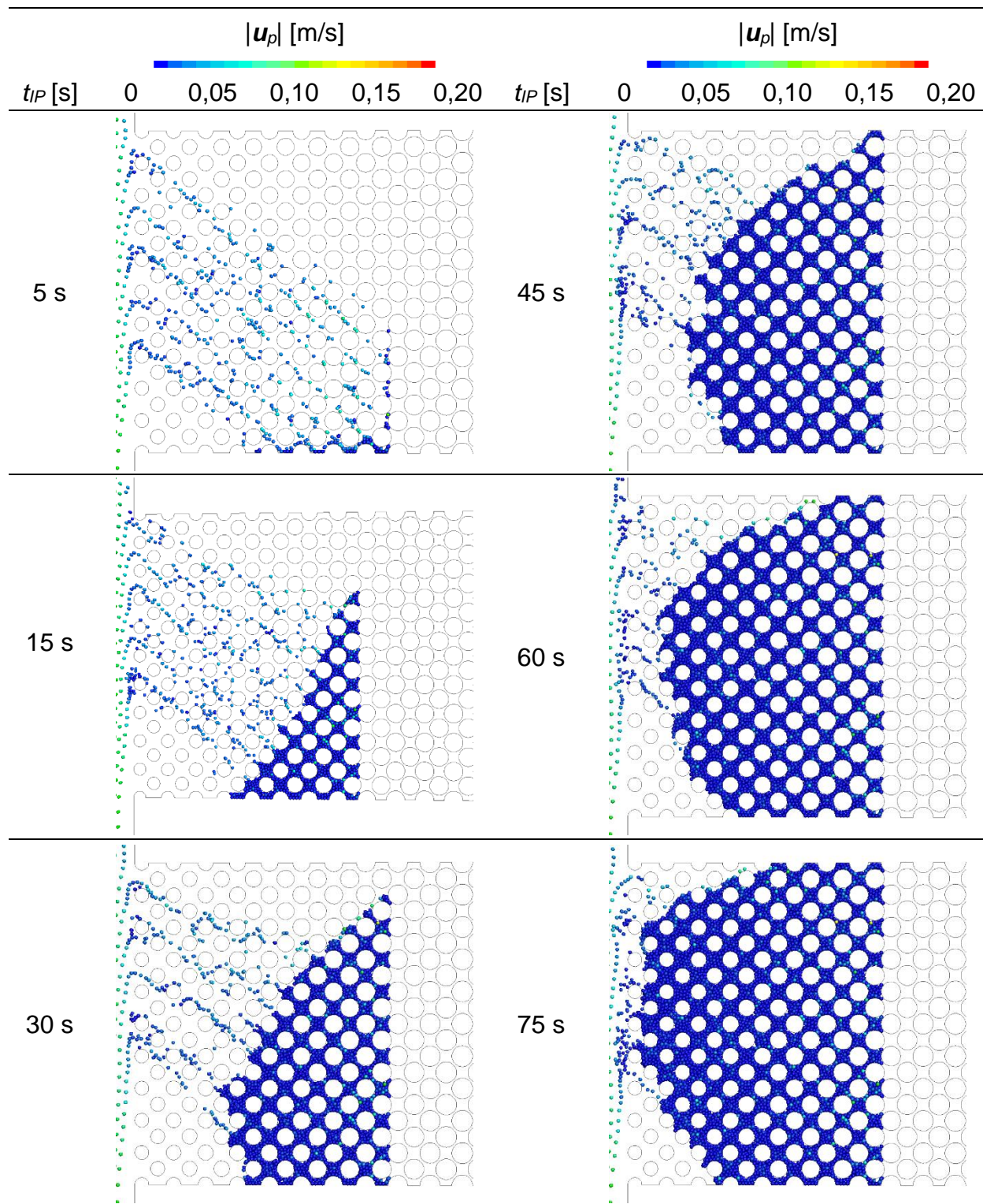


Figura 6.18 – Formação transiente do leito de partículas para $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.

As primeiras partículas a ficarem retidas formam uma espécie de base para as demais que seguem se empacotando, formando um leito de padrão triangular, conforme é mostrado para $t_{IP}=15$ s na Figura 6.18. As partículas apresentam resistência (inércia) à deflexão da trajetória na região *TR*, uma vez que pode ser observado que a passagem para a região *PM* não acontece nas adjacências da origem do sistema de coordenadas. Com isso, o leito de morfologia triangular apresenta uma espécie de menisco para $t_{IP}=30$ s, região na qual a adição de material particulado é maior.

Para $t_{IP}=45$ s, é notável que o reboco cresce preferencialmente na direção horizontal, assemelhando-se a um plugue e, portanto, selando toda a altura do meio poroso. O crescimento dá-se de modo não uniforme, uma vez que a espessura é maior na região do plano médio ($y=0,045$ m) devido à convergência da trajetória das partículas. Para $t_{IP}=60$ s nota-se que um número menor de partículas tende a se depositar no reboco, principalmente nas regiões menos espessas. Tal fato, também é evidente para $t_{IP}=75$ s.

A influência do reboco sobre o escoamento pode ser observada na Figura 6.19 através do campo de magnitude da velocidade do fluido ($|\mathbf{u}_\beta|$) no instante $t_{IP}=30$ s. A velocidade é visivelmente menor na região do reboco e maior nos poros que se encontram desobstruídos.

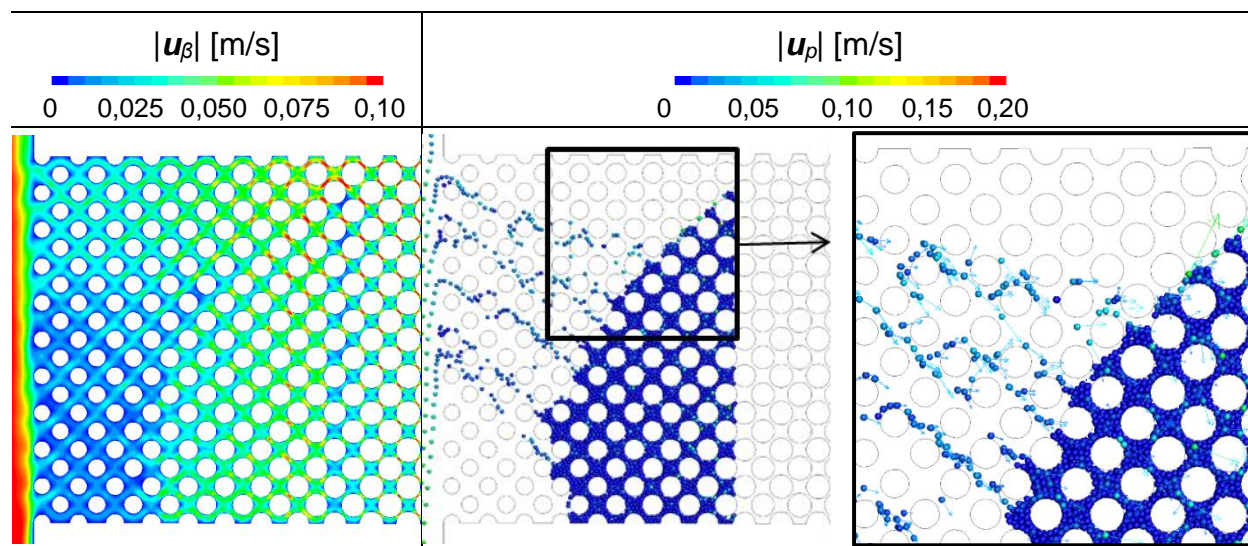


Figura 6.19 – Campo de velocidade para $Re_{CH,i}=250$, $d_p=1,00$ mm, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=30$ s.

A aceleração do fluido reflete na trajetória das partículas que também são aceleradas ascendentemente, como pode ser observado pelo detalhe também apresentado na Figura 6.19. Os vetores de velocidade das partículas (u_p) evidenciam um fenômeno de migração em direção aos poros desobstruídos, favorecendo o crescimento do reboco no sentido de preencher a altura do meio poroso.

Os parâmetros de monitoramento, descritos na Seção 6.1 são ilustrados na Figura 6.20. Inicialmente, é notável que para os cinco segundos iniciais de injeção a pressão adimensional $P_{m,CH,i}$ apresenta uma tendência de crescimento, convergindo posteriormente para $P_{m,CH,i} \approx 50$. Tal comportamento deve-se ao fato de a massa específica da fase sólida ser superior à contínua, $\rho_{p/\beta} = 1,5$. Logo, à medida que as partículas são injetadas, o peso sobre a superfície de controle CH,i (Figura 6.1) aumenta. A partir do instante que as partículas que não adentram à região PM alcançam a superfície PM,o e, portanto, abandonam o domínio computacional, não é verificada variação no valor de $P_{\beta,CH,i}$. Outro fenômeno associado ao crescimento da pressão está relacionado à manutenção de $Re_{CH,i}$, uma vez que a perda de carga imposta pelas partículas ao escoamento deve ser equilibrada com $P_{m,CH,i}$.

A perda de carga imposta pelo reboco formado na região PM sobre o escoamento é avaliada através da permeabilidade adimensional (K), mostrada na Figura 6.20. Após $t_{IP} = 60$ s de injeção, o valor de K é aproximadamente 20% menor do que o inicial, acarretando dessa forma uma redução equivalente na vazão de fuga Q_{fuga} .

A redução de Q_{fuga} com o tempo repercute no número de partículas que adentra o meio poroso ($Q_{p,PM,i}$), uma vez que as forças de interação fluido-partícula têm a sua intensidade reduzida. Pode-se observar que ao longo de $t_{IP} = 60$ s, $Q_{p,PM,i}$ é reduzido em aproximadamente 50%. Tal comportamento sugere que a redução na vazão de fuga, desfavorece a formação de reboco. Na sequência, o efeito da variação do diâmetro da partícula (d_p) é estudado.

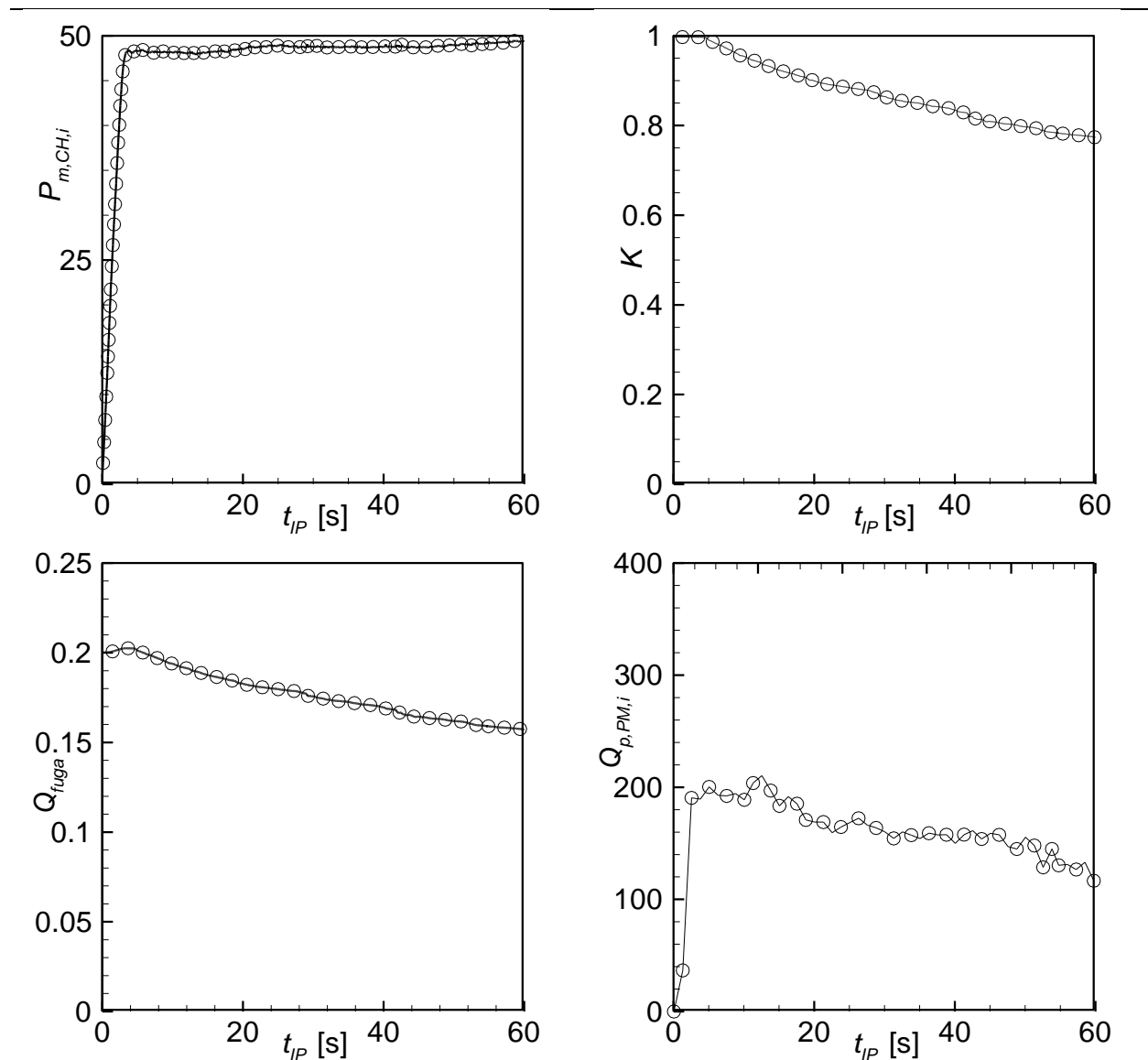


Figura 6.20 – Parâmetros de monitoramento para o fenômeno de deposição de partículas em meio poroso heterogêneo para o caso de referência.

6.7. Efeito do diâmetro da partícula

Notavelmente, a variação do diâmetro da partícula (d_p) implica em mudanças na massa m_p [kg], ocasionando alterações na forma em como ocorre as interações da fase fluido com a sólida. Os resultados são apresentados em função dos parâmetros resumidos na Tabela 6.10, sendo considerados três valores para d_p .

Tabela 6.10 –Parâmetros de referência para a deposição de partículas em meio poroso heterogêneo.

Diâmetro da partícula	$d_p=(0,50; 0,75, 1,00)$ mm
Número de Reynolds no canal	$Re_{CH,I}=250$
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}=1,5$
Vazão inicial de fuga Meio poroso	$Q_{fuga}=20\%$ MP1
Constante de rigidez	$k_r=(12,5; 25,0; 50,0)$ N/m

Para o MP1 a garganta de poro na região isotrópica é $pt_{iso}=0,60$ mm, i.e., as partículas com $d_p=0,50$ mm podem se movimentar através dos cilindros sem que haja obstrução. Os respectivos resultados apresentados na Figura 6.21 (a) indicam também que tais partículas são leves a ponto de o fenômeno de sedimentação não ocorrer no meio poroso. Dessa forma, não é observada a formação de reboco e a simulação é interrompida para $t_{IP}=30$ s.

As partículas com diâmetro de $d_p=0,75$ mm, mostradas na Figura 6.21 (b), são mais leves do que as de $d_p=1,00$ mm discutidas na Seção 6.6, tendendo assim a viajar no meio poroso preferencialmente na direção horizontal, i. e., com menor tendência de se sedimentar na base da região *PM*. Dessa forma, as partículas movimentam-se através dos cilindros até encontrar uma garganta de poro intransponível, o que ocorre nas adjacências da região isotrópica. O reboco formado apresenta penetração de aproximadamente $h_p=85$ mm e espessura máxima de $h_r=31$ mm, estendendo-se por toda a altura do meio poroso e não deixando gargantas de poro desobstruídas.

Os resultados para as partículas de diâmetro $d_p=1,00$ mm são mostrados na Figura 6.21 (c), apresentando penetração de aproximadamente $h_p=72$ mm, ou seja, significativamente menor que as pares de $d_p=0,75$ mm. Outro detalhe interessante é a formação de um reboco interno com espessura máxima de $h_r=63$ mm para $t_{IP}=60$ s.

Os parâmetros de monitoramento da formação de reboco são expostos na Figura 6.22. As curvas de pressão adimensional tendem para valores maiores à medida que d_p é incrementado devido ao aumento na massa m_p .

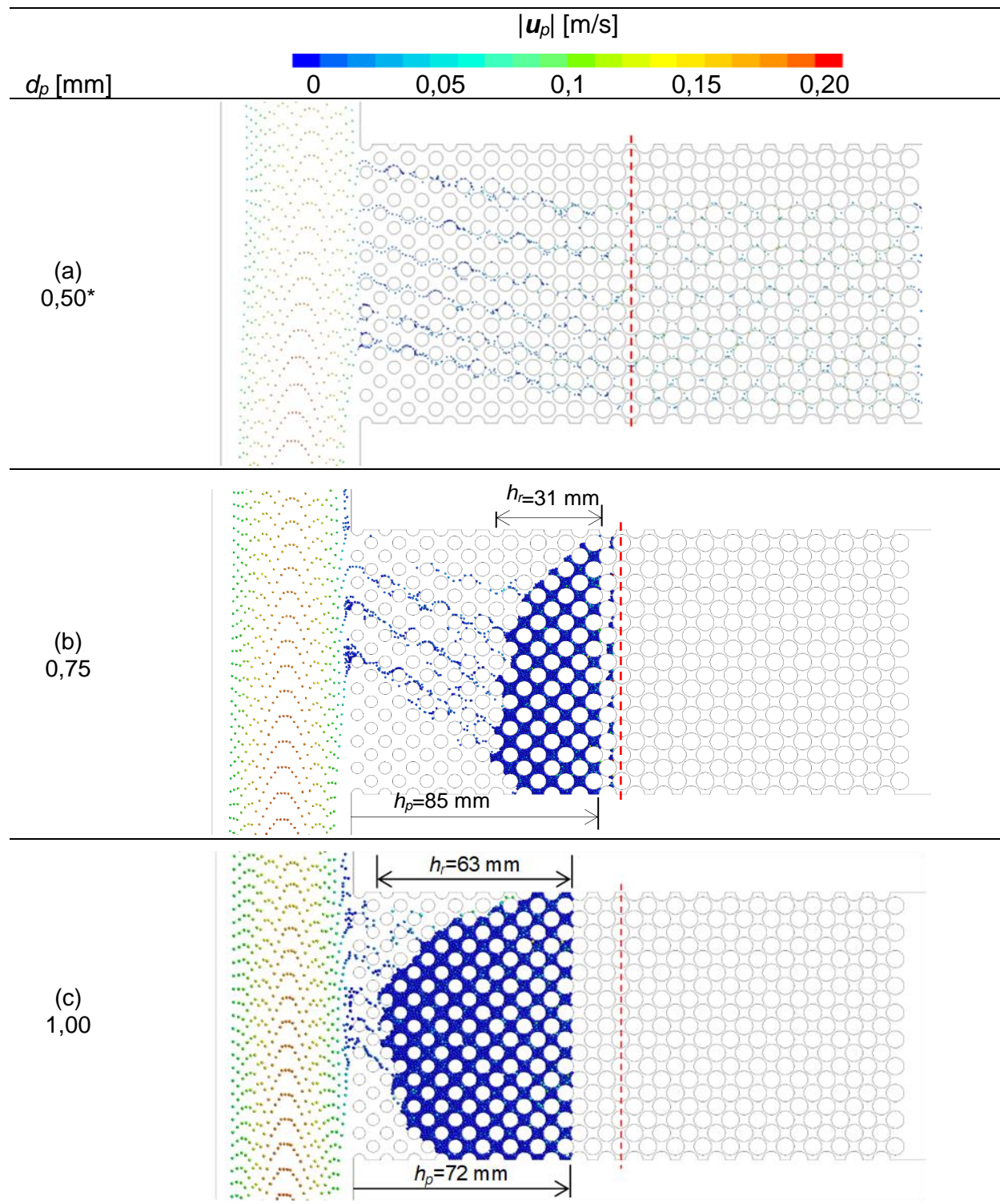


Figura 6.21 – Efeito do diâmetro de partícula sobre $|u_p|$ [m/s] para $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1: (a) $d_p=0,50$ mm para $t_{IP}=30$ s; (b) $d_p=0,75$ mm para $t_{IP}=60$ s; (c) $d_p=1,00$ mm para $t_{IP}=60$ s.

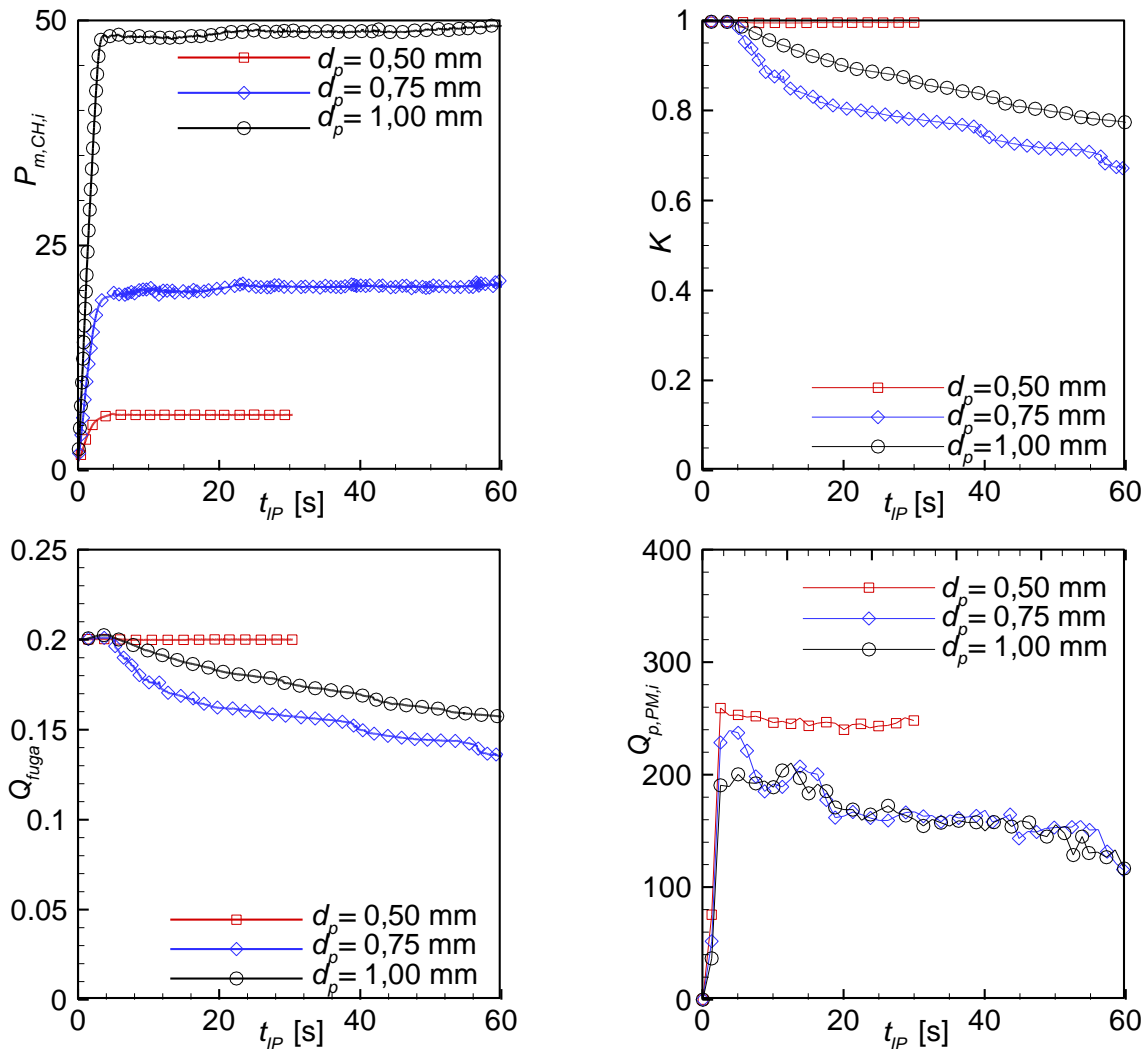


Figura 6.22 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação do diâmetro das partículas considerando $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.

O decaimento da curva de permeabilidade adimensional K , também apresentada na Figura 6.22, é mais intenso para as partículas de $d_p=0,75$ mm, refletindo analogamente na vazão de fuga Q_{fuga} . As partículas de $d_p=0,75$ mm são mais eficientes na mitigação da perda de circulação em razão ser possível acomodar mais partículas nas gargantas de poros e, conseqüentemente, gerar interstícios mais constrictos que acabam por estabelecer uma perda de carga mais elevada.

Apesar de existir uma diferença significativa entre a espessura máxima dos rebocos (h_r) para as partículas de $d_p=0,75$ mm e $d_p=1,00$ mm, pode-se observar que as respectivas curvas do número de partículas por segundo que adentram o meio poroso

($Q_{p,PM,i}$) são aproximadamente iguais. Tal comportamento é intrigante, uma vez que as partículas de $d_p=1,00$ mm são mais pesadas, possuindo mais inércia, fato que deveria acarretar em valores menores de $Q_{p,PM,i}$. Contudo, pode-se observar que os maiores valores de $P_{m,CH,i}$ na superfície CH,i são observados para $d_p=1,00$ mm, refletindo na pressão do canal DW que efetivamente forças as partículas para o interior do meio poroso. Tal aspecto justifica a razão pela qual é observada a mesma tendência para as curvas de $Q_{p,PM,i}$ vs t_{IP} das partículas com $d_p=0,75$ mm e $d_p=1,00$ mm. Os valores de $Q_{p,PM,i}$ permanecem inalterados ao longo de t_{IP} para $d_p=0,50$ mm, uma vez que não ocorre formação de reboco.

6.8. Efeito da razão de massa específica partícula-fluido

O efeito da variação da razão de massa específica partícula-fluido $\rho_{p/\beta}$ é estudado tomando como base os parâmetros resumidos na Tabela 6.11, sendo considerados dois valores para $\rho_{p/\beta}$ para partículas de diâmetro $d_p=(0,50; 0,75; 1,00$ mm) em um escoamento com $Re_{CH,i}=250$ no MP1.

Tabela 6.11 - Sumário dos parâmetros utilizados para a avaliação do efeito da razão de massa específica partícula fluido.

Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}=(1,5; 2,5)$
Diâmetro da partícula	$d_p=(0,50; 0,75; 1,00$ mm)
Número de Reynolds no canal	$Re_{CH,i}=250$
Vazão inicial de fuga	$Q_{fuga}=20\%$
Meio poroso	MP1
Constante de rigidez	$k_r=(12,5; 25,0; 50,0)$ N/m

Os resultados para o instante de injeção $t_{IP}=60$ s são apresentados na Figura 6.23 para a partícula de diâmetro $d_p=0,75$ mm. O incremento de $\rho_{p/\beta}$ aumenta o peso das partículas e com isso favorece a sedimentação na base da região PM , formando um reboco de aspecto alongado com espessura máxima idêntica à penetração, isto é, $h_p=h_r=85$ mm. Contudo, o leito para $\rho_{p/\beta}=2,5$ apresenta altura máxima de $e_r=36$ mm, não sendo capaz de obturar toda a extensão do meio poroso na direção y . Salienta-se que a penetração máxima do leito permaneceu invariável mediante o aumento de $\rho_{p/\beta}$.

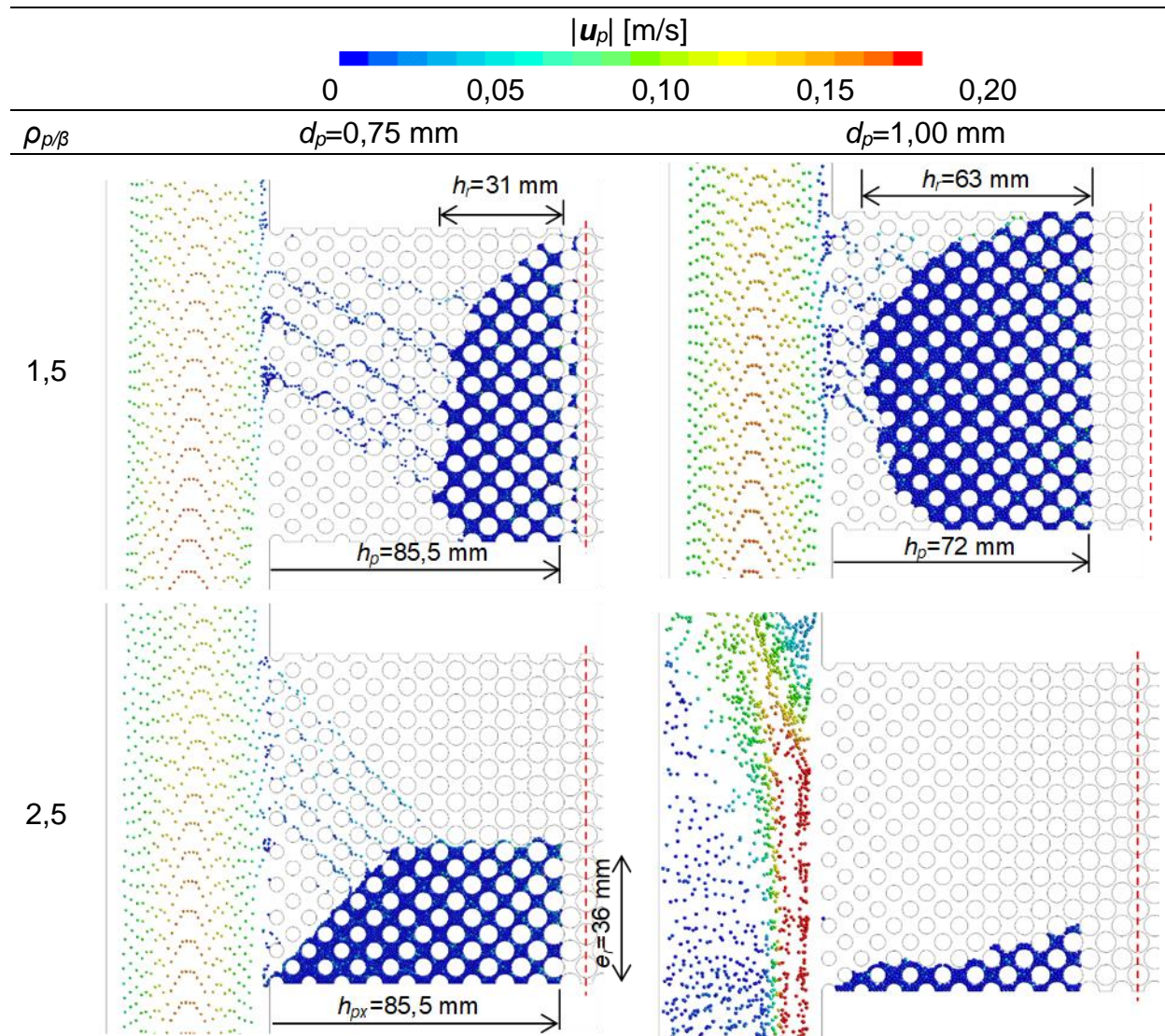


Figura 6.23 – Resultados para a variação da razão de massa específica partícula-fluido ($\rho_{p/\beta}$) para $Re_{CH,i}=250$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.

Os resultados para $d_p=1,00\text{mm}$ e $\rho_{p/\beta}=2,5$ são mostrados na Figura 6.23. As partículas movimentam-se de forma desordenada no canal *TR* e não adentram no meio poroso da mesma forma como é observado para $\rho_{p/\beta}=1,5$.

Os resultados para as partículas de $d_p=0,50\text{mm}$ não são apresentados em virtude da não ocorrência de formação e de reboco, situação análoga à discutida na Seção 6.7.

Conforme é comentado na Seção 6.6 e apresentado na Figura 6.22, mantendo constante $\rho_{p/\beta}=1,5$ e incrementando d_p acarreta o aumento de $P_{m,CH,i}$, em decorrência do aumento da massa da partícula. Comportamento semelhante é observado com o

aumento de $\rho_{p/\beta}$ na Figura 6.24 para $Re_{CH,i}=250$. Para o mesmo valor de d_p tem-se um aumento expressivo em $P_{m,CH,i}$ com o acréscimo de $\rho_{p/\beta}$. Notavelmente, tem-se que $P_{m,CH,i}$ é aproximadamente igual para a partícula de $d_p=0,50$ mm com $\rho_{p/\beta}=2,5$ e a partícula de $d_p=0,75$ mm com $\rho_{p/\beta}=1,5$. Devido ao acúmulo de material particulado na região TR para $d_p=1,00$ mm e $\rho_{p/\beta}=2,5$, tem-se um comportamento anômalo para $P_{m,CH,i}$.

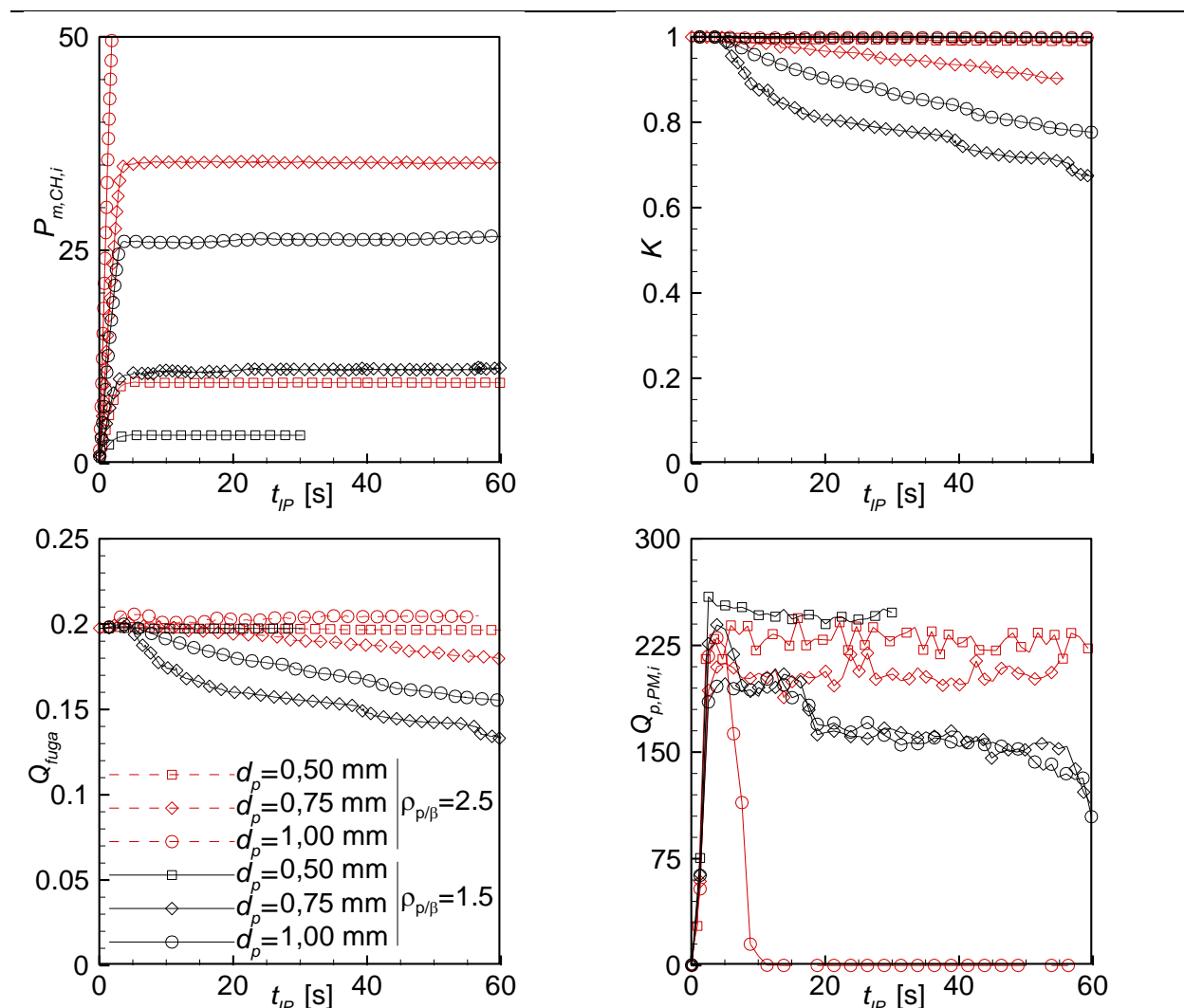


Figura 6.24 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação da razão de massa específica partícula-fluido $\rho_{p/\beta}$ considerando $Re_{CH,i}=250$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1

Para um mesmo diâmetro (d_p), as partículas de $\rho_{p/\beta}=1,5$ são mais eficazes na redução da permeabilidade adimensional (K), mostrada na Figura 6.24. De fato,

conforme apresentado na Figura 6.23, o reboco para $\rho_{p/\beta}=2,5$ tende a se formar a partir da base do meio poroso por sedimentação, não sendo capaz de obstruir todas as gargantas de poro. Logo, a redução em $\rho_{p/\beta}$ favorece a formação de um reboco que se assemelha a um plugue, efetivamente obstruindo as gargantas de poros no respectivo valor de penetração. O comportamento de K reflete-se no valor da vazão de fuga (Q_{fuga}).

Como é possível observar nas curvas do número de partículas que adentra o meio poroso ($Q_{p,PM,i}$), ilustrado na Figura 6.24, o incremento de $\rho_{p/\beta}$ repercute no aumento de $Q_{p,PM,i}$. Tal comportamento é justificado pelo aumento em $P_{m,CH,i}$, conforme explicado na Seção 6.7.

Um aspecto interessante da variação de $\rho_{p/\beta}$ é o regime de transporte observado na Figura 6.23 para $d_p=1,00$ mm e de $\rho_{p/\beta}=2,5$. Detalhes da vista do canal UP , da região TR e da PM são apresentados na Figura 6.25. É evidente o acúmulo de partículas nas adjacências da superfície de injeção, sugerindo deficiências no transporte de ascendente de sólidos. Adicionalmente, a magnitude da velocidade das partículas que se encontram nas proximidades do PM,i é elevada estando na ordem de $|u_p|\approx 0,2$ m/s, dificultando, dessa forma, a deflexão das respectivas trajetórias para a região PM .

Com os resultados apresentados na Figura 6.25 é possível sugerir que seja necessário valores de $Re_{CH,i}$ mais altos para que o carreamento vertical das partículas de $d_p=1,00$ mm e $\rho_{p/\beta}=2,5$ ocorra de forma satisfatória. Os resultados para $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 são expostos na Figura 6.26, sendo possível observar que as partículas movem-se na região TR ordenadamente. O reboco para $t_{IP}=60$ s apresenta penetração de aproximadamente $h_p=81$ mm e altura máxima $e_r=85$ mm. Diante da possibilidade de ocorrência de problemas no transporte de partículas, os efeitos do número de Reynolds no canal são avaliados na seção subsequente.

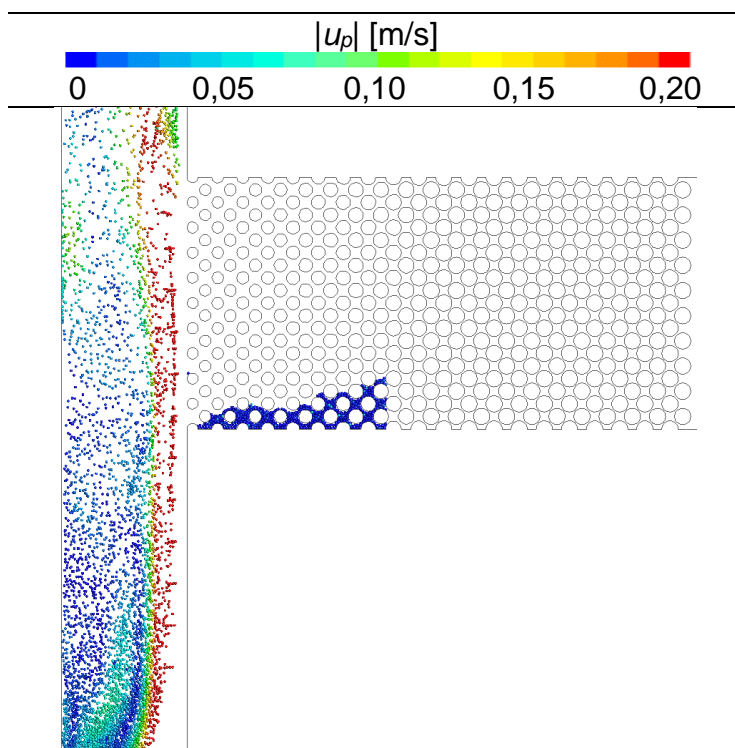


Figura 6.25 – Resultados para $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,}=250$, $d_p=1,00$ mm, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=30$ s.

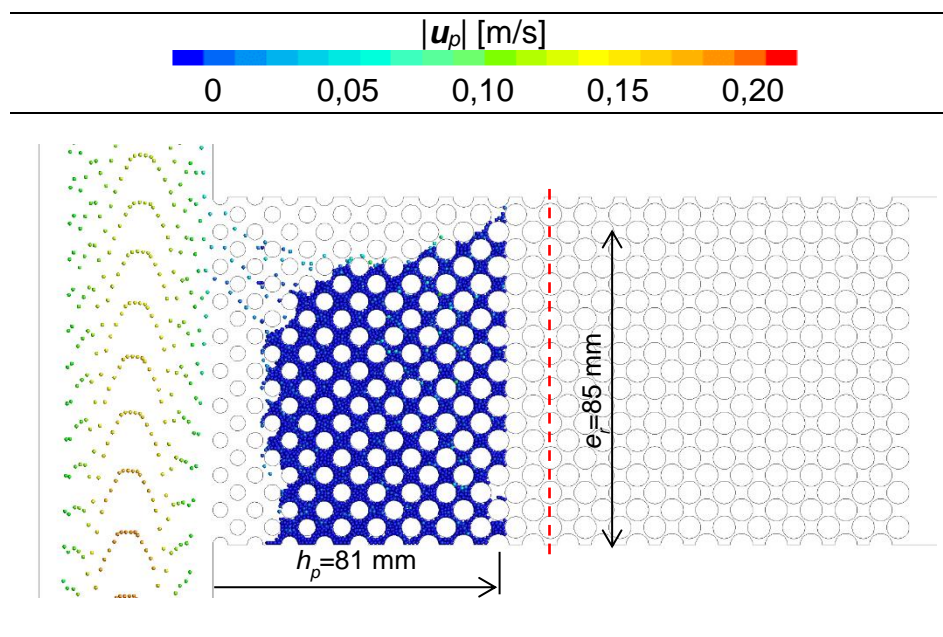


Figura 6.26 – Resultados para $\rho_{p/\beta}=2,5$, $Re_{CH,}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=60$ s.

6.9. Efeito do número de Reynolds no canal

A influência da variação do número de Reynolds do canal, $Re_{CH,i}$, é baseada nos parâmetros da Tabela 6.12, sendo simulados três valores de $Re_{CH,i}=(125, 250, 500)$ para as partículas de diâmetro $d_p=(0,50; 0,75; 1,00 \text{ mm})$.

Tabela 6.12 – Sumário dos parâmetros utilizados para a avaliação do efeito do número de Reynolds no canal, $Re_{CH,i}$.

Número de Reynolds no canal	$Re_{CH,i}=(125, 250, 500)$
Diâmetro da partícula	$d_p=(0,50; 0,75; 1,00 \text{ mm})$
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}=1,5$
Vazão inicial de fuga	$Q_{fuga}=20\%$
Meio poroso	MP1
Constante de rigidez	$k_r=(12,5; 25,0; 50,0 \text{ N/m})$

Os resultados para a variação do $Re_{CH,i}$ no instante $t_{IP}=60 \text{ s}$ são mostrados na Figura 6.27 para as partículas de diâmetro $d_p=0,75 \text{ mm}$. O aumento do $Re_{CH,i}$ atua no sentido de evitar que as partículas movam-se em direção à base da região *PM*. Com isso, para $Re_{CH,i}=500$ é formado um reboco aproximadamente simétrico em relação ao plano médio do meio poroso ($y=0,045 \text{ m}$). A penetração do leito de partículas aumenta de $h_p=81 \text{ mm}$ para $h_p=85 \text{ mm}$.

Os efeito da variação do $Re_{CH,i}$ para o reboco constituído pelas partículas de $d_p=1,00 \text{ mm}$ também é apresentado na Figura 6.27. Não são observadas variações significativas na penetração h_p e na espessura máxima h_r .

Os resultados em termos dos parâmetros de monitoramento são expostos na Figura 6.28. A pressão adimensional $P_{m,CH,i}$ aumenta à medida que o $Re_{CH,i}$ é reduzido em virtude do aumento da concentração de sólidos em *UP*, *TR* e *DW*, a qual ocasiona maior peso sobre a superfície *CH,i*. Tal comportamento também pode ser observado na Figura 6.27 pela tendência de as partículas se aproximarem umas das outras na regiões *UP*, *TR* e *DW*. O perfil de pressão para a partícula $d_p=1,00 \text{ mm}$ e $Re_{CH,i}=125$ apresenta comportamento anômalo, indicando deficiência no carreamento da fase sólida. Tal simulação interrompida em $t_{IP}=30 \text{ s}$.

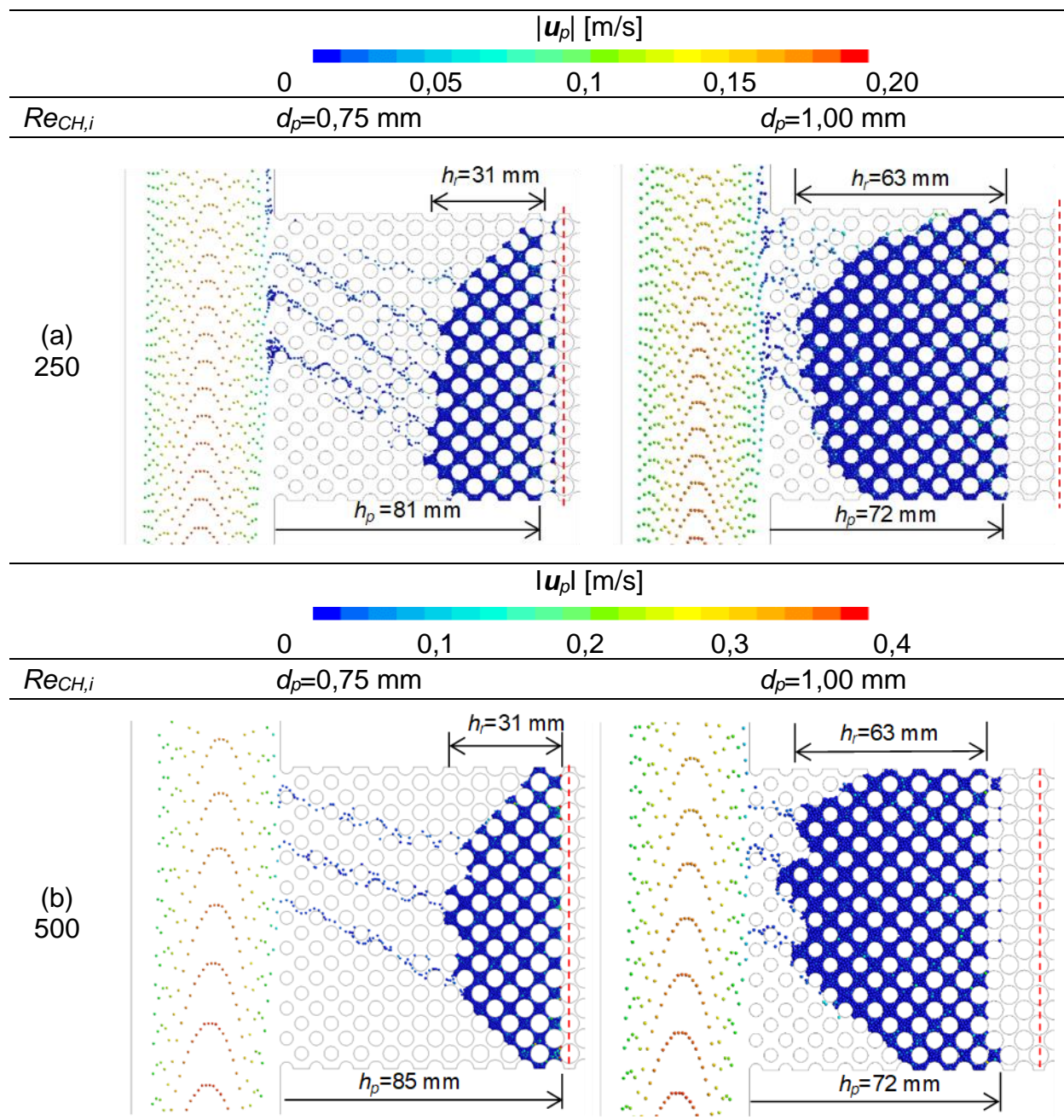


Figura 6.27 – Comparação dos para a variação do $Re_{CH,i}$ para $d_p=1$ mm, $\rho_p/\beta=1,5$ e $Q_{fuga}=20\%$ no MP1 no instante $t_{IP}=60$ s. (a) $Re_{CH,i}=250$. (b) $Re_{CH,i}=500$.

Aparentemente, o decaimento de K mostra-se mais sensível a variação de d_p do que a do $Re_{CH,i}$. uma vez que para o mesmo diâmetro observa-se valores semelhantes de Q_{fuga} em $t_{IP}=60$ s. Adicionalmente, K demonstra-se invariável para a partícula de $d_p=0,50$ mm simulada com $Re_{CH,i}=125$ e $Re_{CH,i}=250$ e também para $Re_{CH,i}=125$ e $d_p=1,00$

mm. O comportamento de K com a variação do $Re_{CH,i}$ é refletido nos valores de Q_{fuga} cuja redução varia significativamente apenas com d_p . A variação do $Re_{CH,i}$ tem pouca influência no número de partículas que adentra ao meio poroso, como pode ser observado por $Q_{p,PM,i}$.

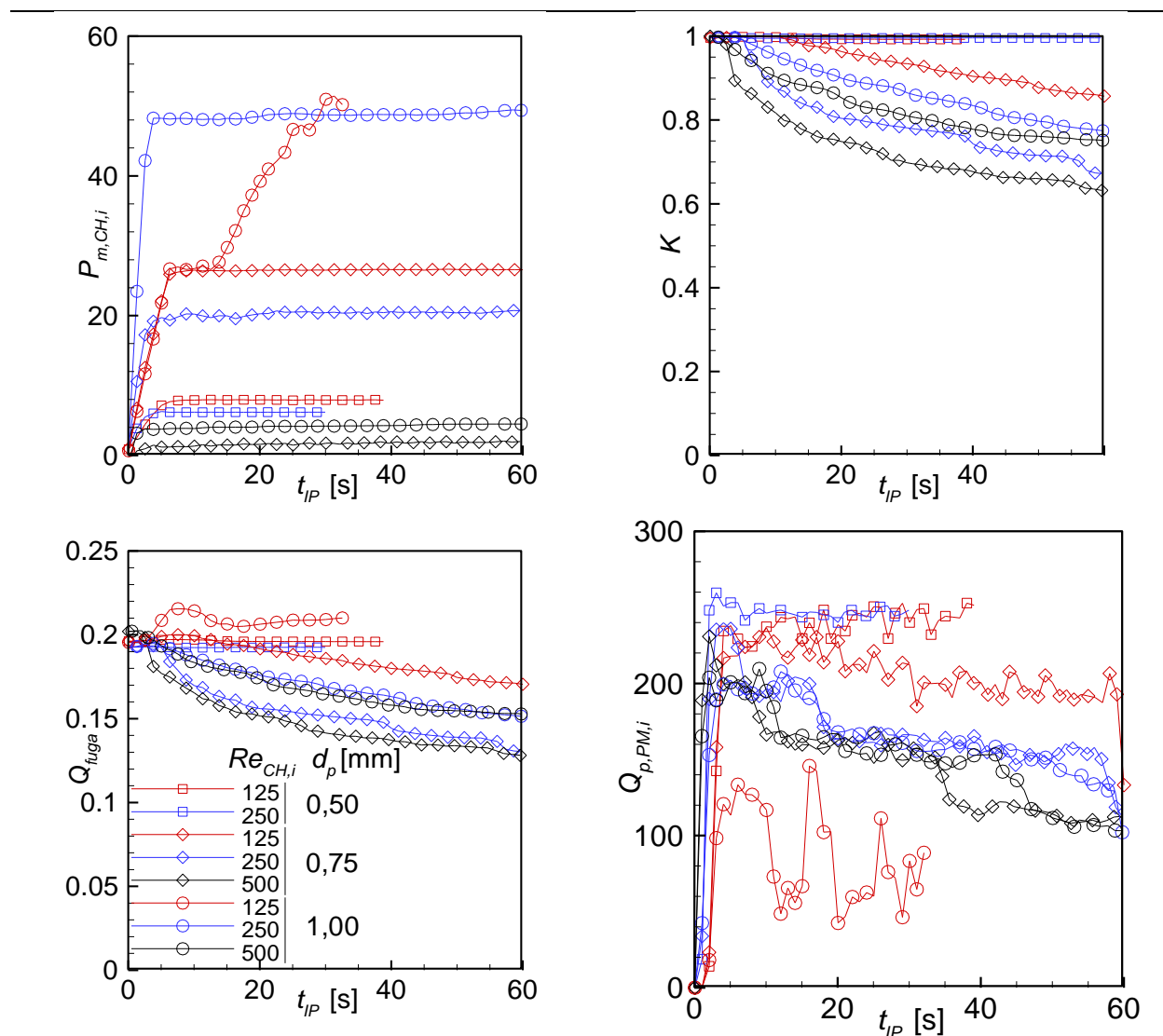


Figura 6.28 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação do $Re_{CH,i}$ considerando $\rho_p/\beta=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ no MP1.

Os parâmetros de monitoramento da Figura 6.28 também indicam que para $Re_{CH,i}=125$ e $Re_{CH,i}=250$ simulados para $d_p=0,50$ mm não há variação temporal nos valores de K e Q_{fuga} . Conforme é discutido na Seção 6.7, para $Re_{CH,i}=250$ não ocorre

retenção de partículas no MP1, comportamento este que persiste para $Re_{CH,i}=125$. Conseqüentemente, o respectivo caso para $Re_{CH,i}=500$ não é simulado.

Uma vez que é compreendido o efeito da variação do $Re_{CH,i}$, na sequência é discutida a influência da variação da vazão de fuga na formação do reboco em filtração dinâmica.

6.10. Efeito da vazão de fuga

A vazão inicial de fuga (Q_{fuga}) é um parâmetro importante para caracterizar a intensidade com a qual as partículas são atraídas da região *TR* para o interior do meio poroso. São simulados os casos cujos parâmetros encontram-se sumarizados na Tabela 6.13, isto é, $Q_{fuga}=(5, 10, 20\%)$ para as partículas de diâmetro $d_p=(0,50; 0,75; 1,00 \text{ mm})$ mantendo-se constante $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$ e MP1.

Tabela 6.13 – Sumário dos parâmetros utilizados para a avaliação do efeito da vazão de fuga inicial.

Vazão inicial de fuga	$Q_{fuga}=(5, 10, 20\%)$
Diâmetro de partícula	$d_p=(0,50; 0,75; 1,00 \text{ mm})$
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}=1,5$
Número de Reynolds no canal	$Re_{CH,i}=250$
Meio poroso	MP1
Constante de rigidez	$k_r=(12,5; 25,0; 50,0 \text{ N/m})$

Os resultados para $Q_{fuga}=5\%$ são apresentados na Figura 6.29 para $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$ no MP1. Inicialmente, é possível observar que $Q_{fuga}=5\%$ é incapaz de defletir a trajetória das partículas de $d_p=0,75 \text{ mm}$ e $d_p=1,00 \text{ mm}$ para o meio poroso, sendo que o reboco não é formado.

Para $Q_{fuga}=10\%$ as partículas $d_p=0,75 \text{ mm}$ adentram o meio poroso depositando-se sobre a base da região *PM*. Para $t_{IP}=60 \text{ s}$ o leito apresenta altura de aproximadamente $e_r=45 \text{ mm}$, sendo incapaz de selar todos os poros. Comportamento, análogo é observado para $d_p=1,00 \text{ mm}$.

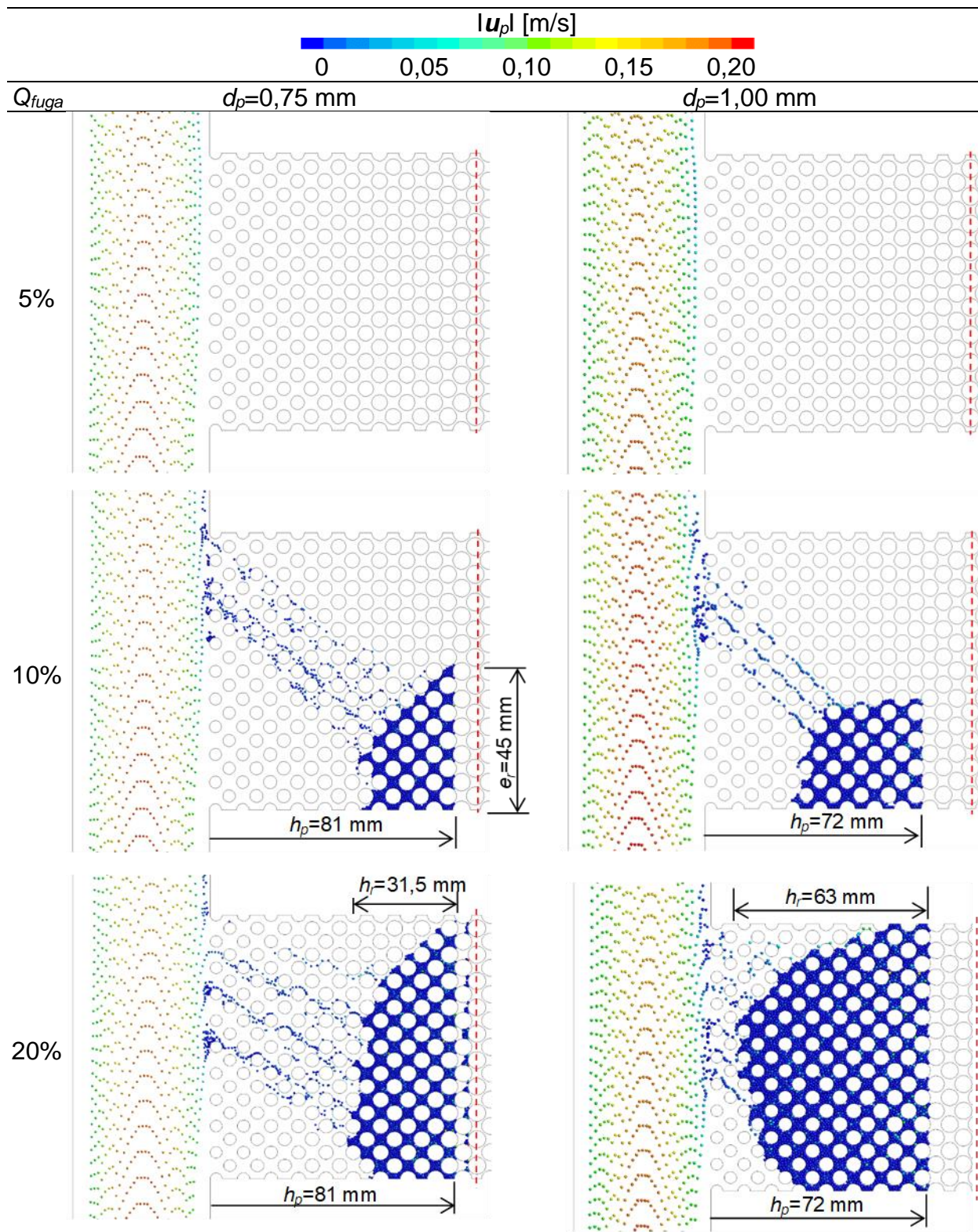


Figura 6.29 – Efeito da variação da vazão inicial de fuga inicial Q_{fuga} para $Re_{CH,i}=250$, $\rho_p/\beta=1,5$ no MP1.

O efeito da variação de Q_{fuga} sobre os parâmetros de monitoramento são apresentados na Figura 6.30. A variação da vazão inicial de fuga não exerce influência sobre o valor da pressão adimensional $P_{m,CH,i}$. Em virtude de não ocorrer formação de reboco para $Q_{fuga}=5\%$, observa-se que a permeabilidade adimensional mantém-se constante em $K=1$ e a vazão de fuga permanece invariável no tempo.

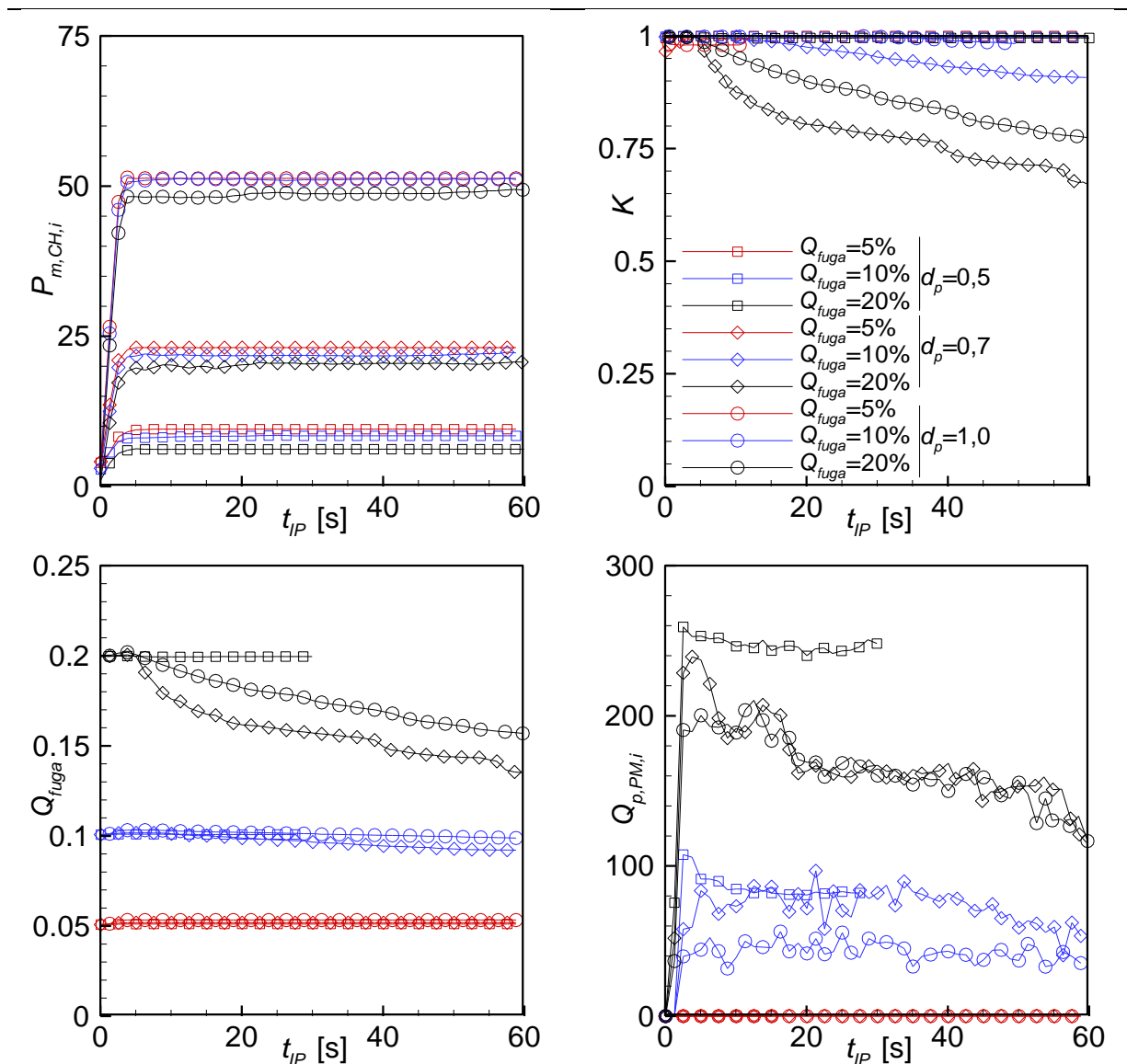


Figura 6.30 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação da vazão inicial de fuga Q_{fuga} para $Re_{CH,i}=250$, $\rho_{p/\beta}=1,5$ e MP1.

Para a partícula de $d_p=0,75$ mm, o leito ilustrado na Figura 6.29 para $Q_{fuga}=10\%$ não é capaz de preencher a altura do meio poroso totalmente. Portanto, a redução de K (Figura 6.30) e, conseqüentemente, de Q_{fuga} são suaves. Por outro lado, para $Q_{fuga}=20\%$ as partículas não deixam poros desobstruídos, resultados em um decaimento efetivo de K e Q_{fuga} . A curva de $Q_{p,PM,i}$ indica que aumento Q_{fuga} favorece a deflexão das partículas da região TR para o interior do meio poroso. Para as partículas de $d_p=1,00$ mm é observado comportamento análogo.

Os resultados para a variação da vazão inicial de fuga indicam que a eficiência da obturação das gargantas de poro pelas partículas está atrelada com a quantidade de partículas que são atraídas para o meio poroso. Contudo, ainda não é discutido o efeito do meio poroso que é tratado na seção subsequente.

6.11. Efeito do meio poroso

O meio poroso é concebido como um arranjo de cilindros alternados, sendo seccionado em uma região anisotrópica para a porosidade e outra isotrópica, conforme é discutido na Seção 3.1. O procedimento de construção estabelece-se através da definição de parâmetros geométricos como a porosidade na entrada da região anisotrópica ($\phi_{i=0}$), a porosidade na região isotrópica (ϕ_{iso}), o número de cilindros (n) e a dimensão da garganta de poro na região isotrópica (pt_{iso}), todos definidos na Seção 6.2.

A análise do efeito do meio poroso sobre a formação de reboco é realizada para os parâmetros sumarizados na Tabela 6.14.

Tabela 6.14 – Sumário dos parâmetros utilizados para a avaliação do efeito do meio poroso.

Meio poroso	MP1-MP10
Diâmetro de partícula	$d_p=1,00$ mm
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}=1,5$
Número de Reynolds no canal	$Re_{CH,i}=250$
Vazão inicial de fuga	$Q_{fuga}=20\%$
Constante de rigidez	$k_r=50$ N/m

O efeito da variação de cilindros (n) é apresentado na Figura 6.31 para os arranjos MP1, MP2 e MP4, concebidos mantendo-se constante $\varphi_{i=0}=0,700$ e $\varphi_{iso}=0,356$ (Figura 6.3). A principal influência da variação de n recai na dimensão das gargantas de poro. Para $n=5$ (MP2) tem-se $pt_{iso}=1,2$ mm e inclusive as partículas de $d_p=1,00$ mm conseguem viajar através dos cilindros sem que haja obstrução das gargantas de poro. Portanto, o reboco é formado através da sedimentação das partículas na base da região PM . Por outro lado, para $n=10$ (MP1) observa-se o caso de referência que resulta em um reboco interno com penetração $h_p=72$ mm e espessura máxima $h_r=63$ mm. Para a configuração MP3 com $n=20$, a penetração do leito é de apenas $h_p=25$ mm, sendo observada também a formação reboco externo na região TR . A formação do reboco externo acarreta no estreitamento da área útil disponível para o escoamento ascendente em TR , ocasionando assim a aceleração do fluido que é repercutida nas partículas. A alta velocidade das partículas, caracterizada pela coloração vermelha, torna menos provável a deposição no reboco externo, fazendo dessa forma com a espessura (h_r) alcance um valor de equilíbrio. Os valores da permeabilidade do meio poroso no instante $t_{IP}=0$ s, $k(t_{IP}=0) 10^7$ [md], são mostrados também na Figura 6.31.

Os resultados para a variação da garganta de poro na região isotrópica (pt_{iso}) mediante a manutenção de $\varphi_{i=0}=0,700$ e $n=10$ (Figura 6.4) são mostrados na Figura 6.32 para os arranjos MP4 e MP5. Os valores para a permeabilidade do meio poroso na ausência de partículas, $k(t_{IP}=0) 10^7$ [md], também são ilustrados, sendo possível correlacionar o incremento de pt_{iso} com o aumento da permeabilidade do arranjo, conforme debatido na Seção 6.3. A influência de pt_{iso} recai principalmente na penetração do reboco interno a qual aumenta à medida que pt_{iso} é incrementado.

Adicionalmente, na Figura 6.32 pode-se observar que para $pt_{iso}=0,9$ (MP5) mm o reboco é formado a partir da sedimentação das partículas na base da região PM , não obturando totalmente as gargantas de poro. Tal efeito decorre do fato da permeabilidade do MP5 ser superior à do MP1 e, conseqüentemente, de acordo com a Figura 6.15 haver ao longo da região PM de MP5 uma diferença de pressão significativamente menor para manter $Q_{fuga}=20\%$ constante. Com isso, o escoamento na região PM não é capaz de manter o reboco com um aspecto de plugue similar ao observado para MP1.

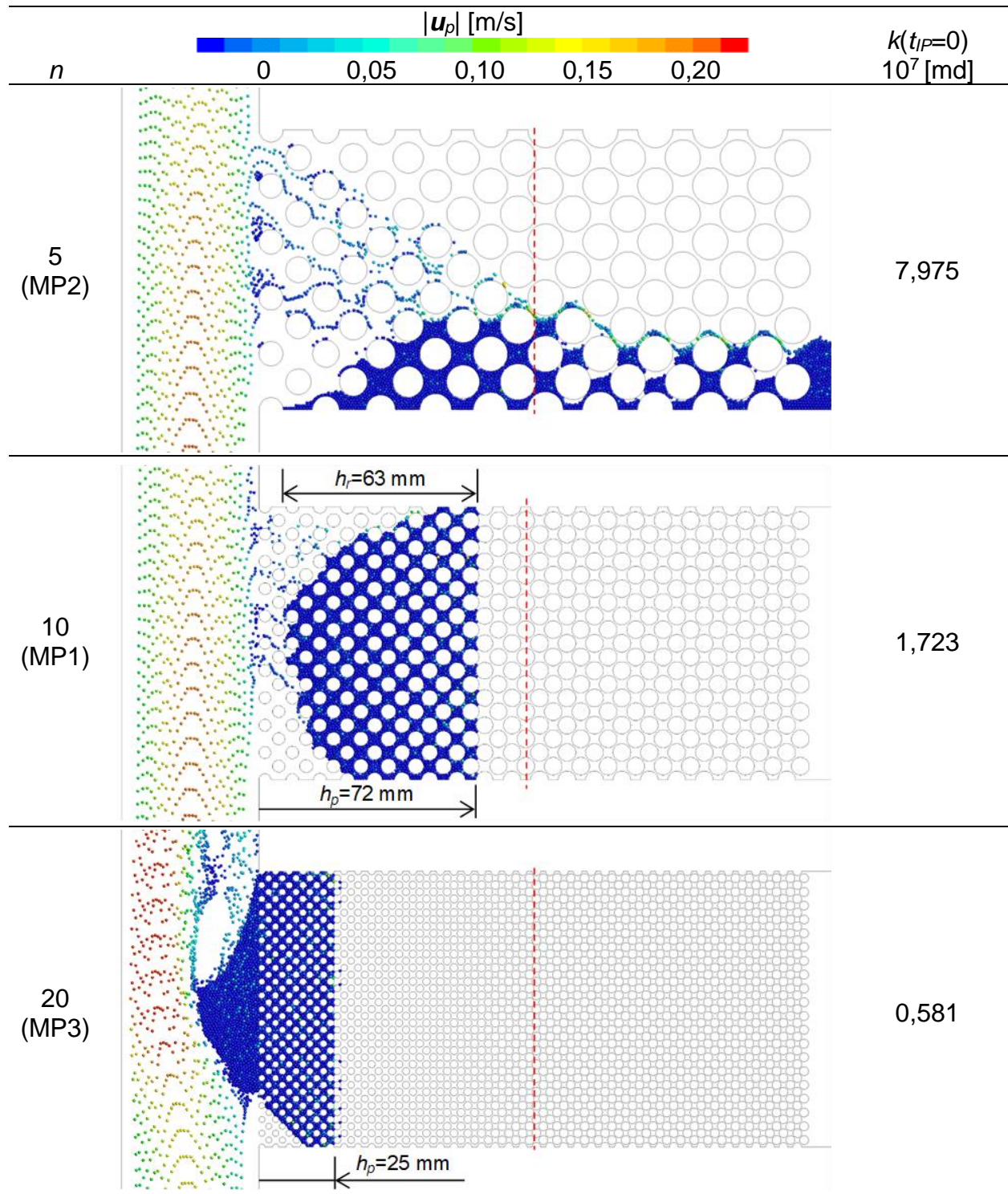


Figura 6.31 – Efeito da variação do número de cilindros (n) considerando constante $\varphi_{i=0}=0,700$ e $\varphi_{iso}=0,356$ para $t_{IP}= 60$ s.

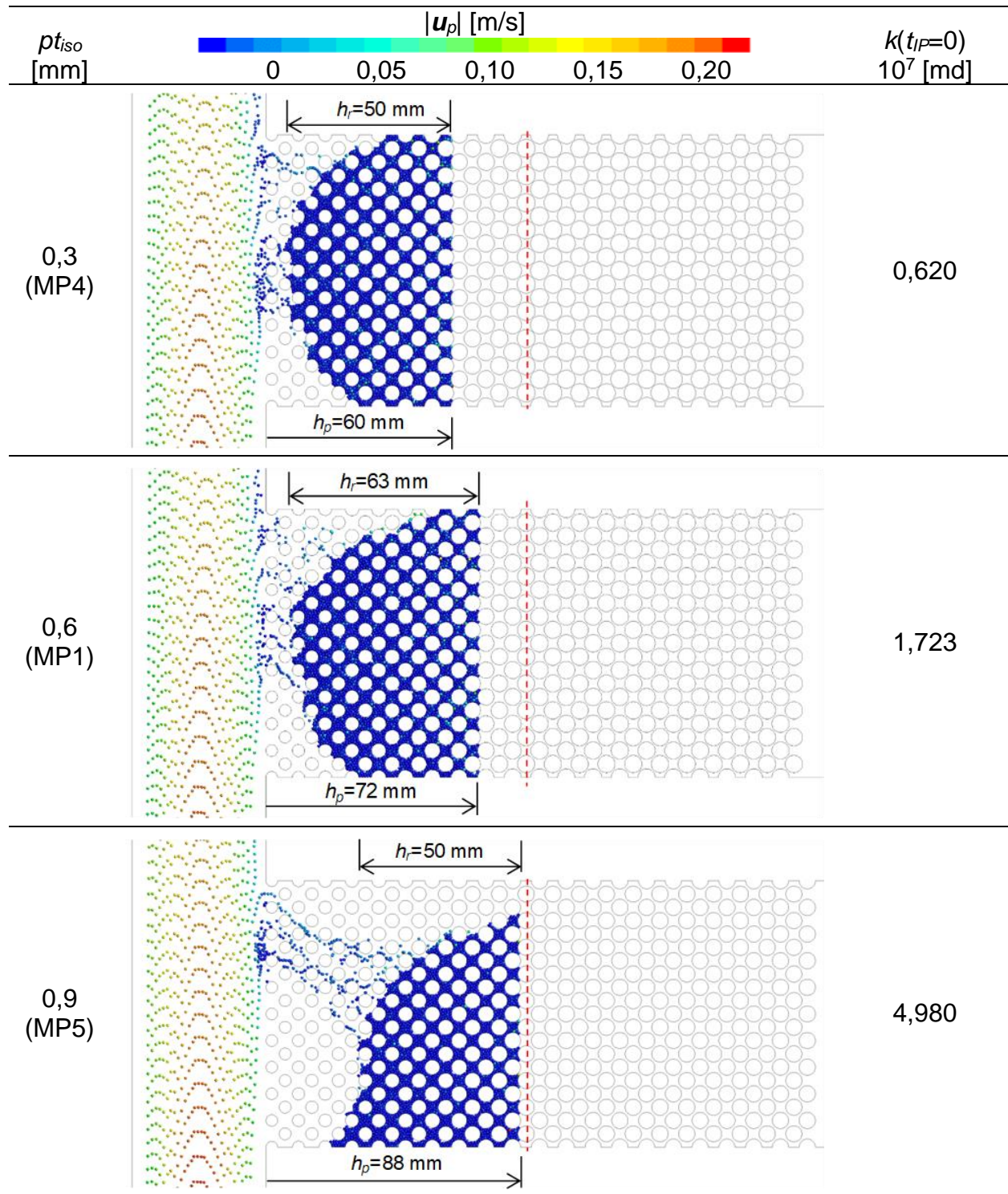


Figura 6.32 – Efeito da variação da garganta de poro na região isotrópica (ρt_{iso}) considerando constante $n=10$ e $\phi_{i=0}=0,700$ para $t_{IP}= 60$ s.

O efeito da variação do número de blocos n para os mesmos valores de garganta de poro $pt_{iso}=0,6$ mm e de porosidade na entrada da região anisotrópica $\varphi_{i=0}=0,700$ são mostrados na Figura 6.33. Os parâmetros geométricos dos arranjos MP6 e MP7 são apresentados na Figura 6.5, sendo evidente a distinta forma de variação da garganta de poro pt na região anisotrópica. Devido à constância de $pt_{iso}=0,6$ mm, a permeabilidade de MP1 e MP6 são aproximadamente iguais. Por outro lado, o valor de $k(t_{ip}=0)$ de MP7 é o maior observado na Figura 6.33 porque o incremento de n nessas condições acarreta o aumento da porosidade (φ_{iso}). Os efeitos da variação de n sobre o reboco recaem principalmente na penetração h_p e na morfologia. Para $n=5$ (MP6) o escoamento não é capaz de manter o reboco em um aspecto de plugue, conforme observado para $n=10$ (MP1). De fato, de acordo com a Figura 6.5 os maiores valores para pt são observados para $n=5$, com isso para manter a vazão de fuga constante em $Q_{fuga}=20\%$ a velocidade do fluido na garganta de poro é menor. Além disso, de acordo com a Figura 6.15 a diferença de pressão estabelecida na região PM para MP1 e MP6 é aproximadamente igual. Dessa forma, a formação do reboco dá-se em MP6 principalmente através de sedimentação, havendo inclusive interferência com o escoamento líquido-sólido disperso na região TR .

Em contrapartida para $n=20$ (MP7) as partículas formam uma espécie de plugue que efetivamente sela toda a altura do meio poroso, não chegando a formar reboco externo. Curiosamente, de acordo com a Figura 6.15, a diferença de pressão ao longo do arranjo não é tão intensa quanto a observada para MP1 e MP7, mas, como pode ser observado na Figura 6.5, as gargantas de poro para $n=20$ são menores e a velocidade do fluido na região PM necessariamente deve ser compensada para manter constante Q_{fuga} . Sendo assim, a velocidade do escoamento no meio poroso impede que as partículas sedimentem-se fornecendo ao reboco um aspecto de plugue que é benéfico para a obturação das gargantas de poro.

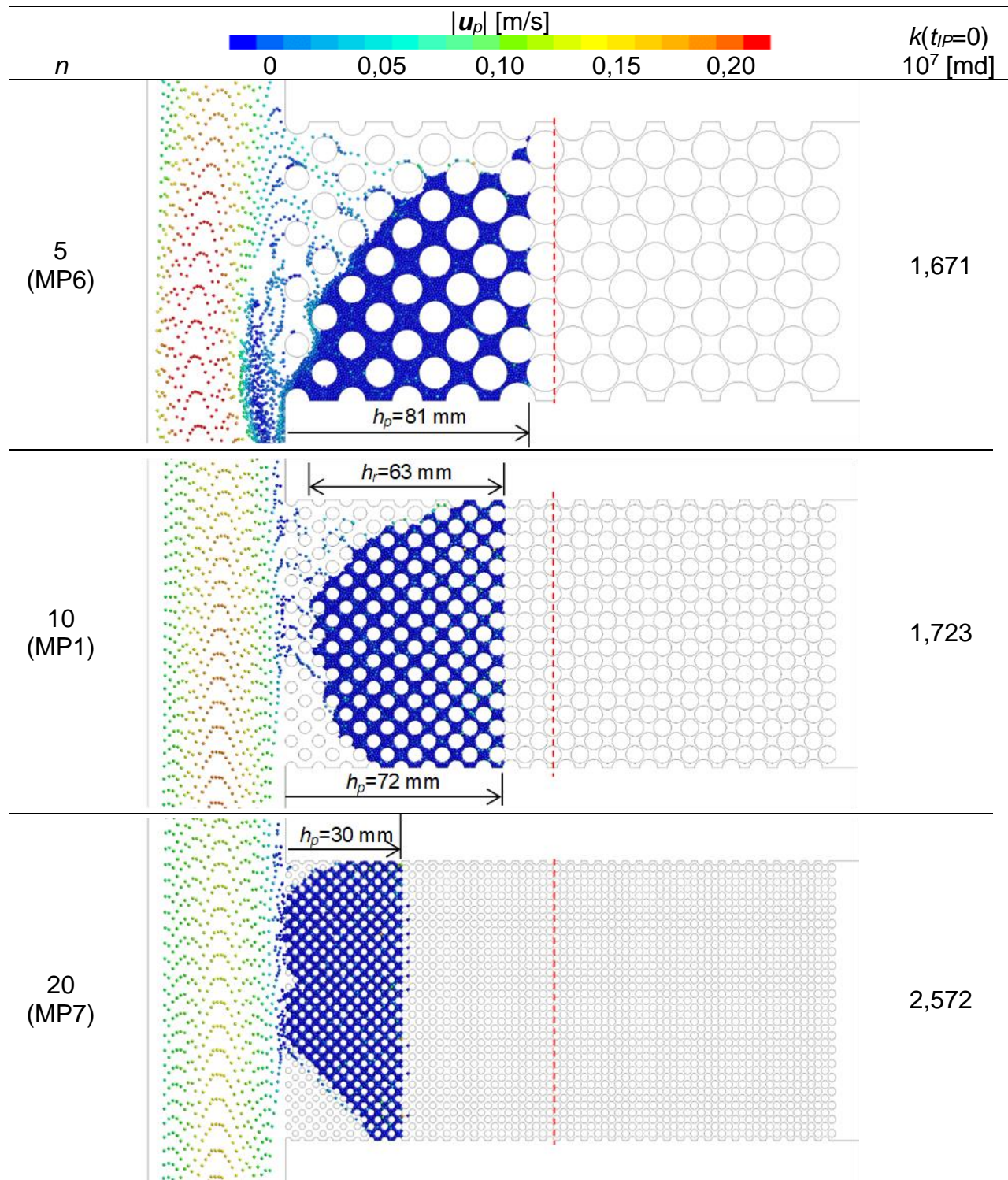


Figura 6.33 – Efeito da variação do número de cilindros (n) considerando constante $\varphi_{i=0}=0,700$ e $pt_{so}=0,6$ mm para $t_{IP}=60$ s.

Os resultados para os arranjos concebidos através da variação da porosidade na entrada da região anisotrópica ($\varphi_{i=0}$) mantendo a garganta de poro e a porosidade na região isotrópica idênticos são apresentados na Figura 6.34. Através da Figura 6.6 pode-se observar que incrementando $\varphi_{i=0}$, o gradiente de garganta de poro na região anisotrópica é alterado, repercutindo na penetração do reboco interno (h_b). Os valores para a permeabilidade do arranjo de cilindros na ausência de partículas também são mostrados na Figura 6.34, sendo que MP8 ($\varphi_{i=0}=0,5$) e MP1 ($\varphi_{i=0}=0,7$) apresentam aproximadamente os mesmos valores para $k(t_{IP}=0)$ e, conseqüentemente, os rebocos apresentam aspectos de plugue. No MP8, pelo fato de as gargantas de poro serem mais constrictas, a penetração do reboco é menor, fazendo com que as partículas se acumulem a ponto de interferirem com o escoamento líquido-sólido na região *TR*. Por outro lado, MP9 ($\varphi_{i=0}=0,9$) é um arranjo mais permeável no qual a diferença de pressão estabelecida para a manutenção de $Q_{fuga}=20\%$ para um mesmo $Re_{CH,i}$ (Figura 6.15) é menor. Com isso, as partículas sedimentam-se sem que haja obstrução total das gargantas de poro para o tempo t_{IP} considerado.

Dentre os resultados apresentados na Figura 6.31, Figura 6.32, Figura 6.33 e Figura 6.34, nota-se que especificamente nos arranjos MP3, MP6, MP7 e MP8 o reboco interno cresce a ponto de interferir com o escoamento líquido-sólido disperso no canal *TR*, eventualmente chegando a formar o reboco externo. Logo, é interessante analisar a formação transiente de tal fenômeno ilustrado na Figura 6.35 no arranjo de cilindros isotrópico (MP10) com $n=10$ cilindros e $\varphi_{iso}=0,356$, os parâmetros do escoamento e as propriedades das partículas encontram-se listadas na Tabela 6.14. Para $t_{IP}=10$ s as partículas obstruem as gargantas de poro situadas entre a primeira e a segunda fileira de cilindros, acumulando-se na região e formando uma protrusão. Para $t_{IP}=20$ s há um crescimento expressivo do reboco, com a deposição de partículas em aproximadamente toda a extensão do meio poroso, mas principalmente no plano médio da região *PM* ($y=0,045$ m). O reboco reduz a área útil para o escoamento em *TR* e ocasionando a aceleração do fluido e conseqüentemente das partículas que se encontram em movimento ascendente. Tal aspecto pode ser observado pela coloração vermelha das partículas em movimento nas adjacências do reboco.

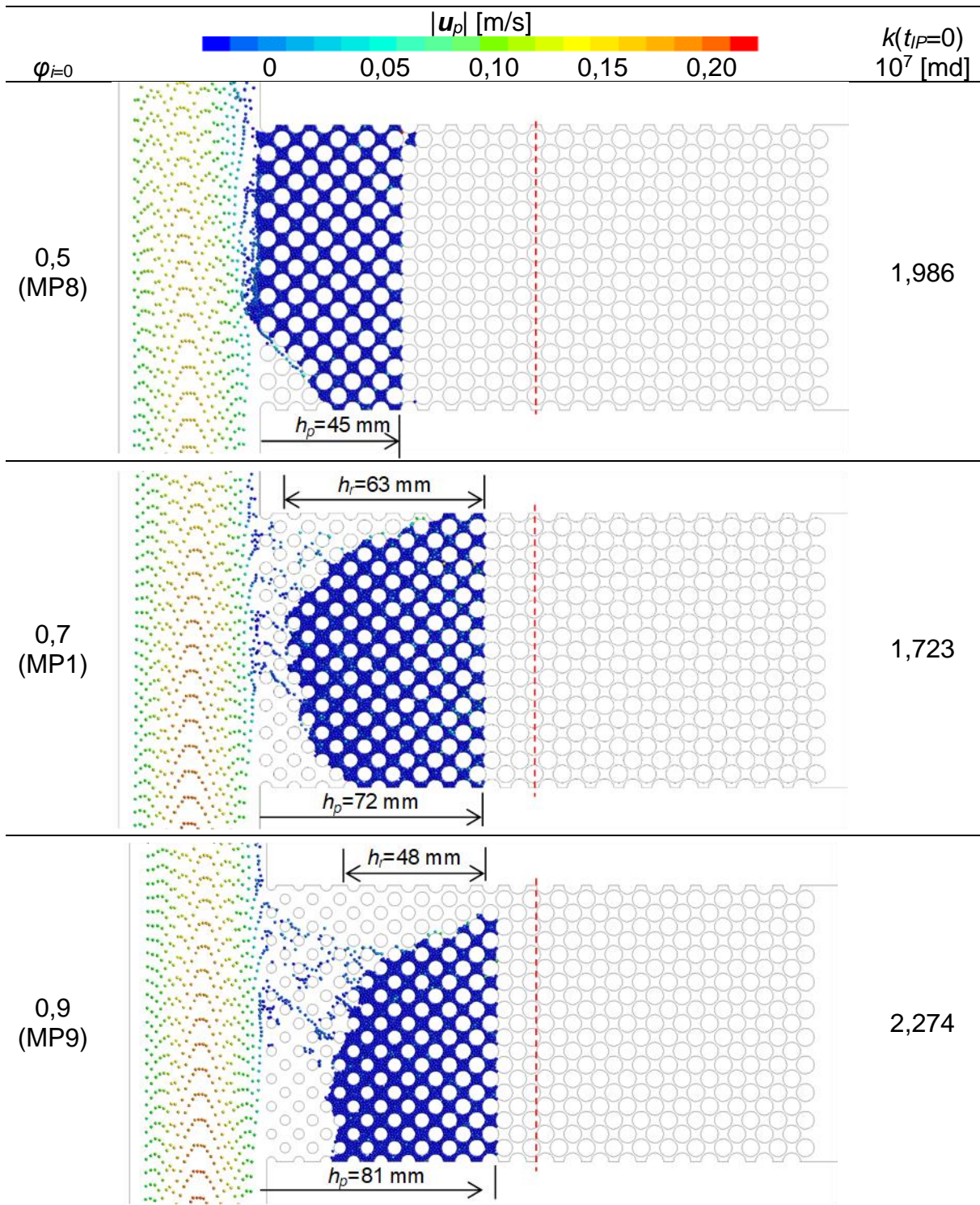


Figura 6.34 – Efeito da variação da porosidade na entrada da região anisotrópica ($\varphi_{i=0}$) considerando constante $\varphi_{i=0}=0,356$ e $n=10$ para $t_{IP}= 60$ s.

Na Figura 6.35 para $t_{IP}= 40$ s é notável o crescimento do reboco, reduzindo ainda mais a área útil para o escoamento em TR que ocasiona a aceleração do fluido e, conseqüentemente, das partículas. Devido à alta velocidade de incidências das partículas no reboco, forma-se uma esteira na qual as partículas seguem rolando até eventualmente retornarem ao escoamento e serem carreadas pelo canal DW . Tal fenômeno justifica o porquê o crescimento do reboco é intenso de $t_{IP}= 10$ s para $t_{IP}= 20$ s, mas pouco expressivo de $t_{IP}= 40$ s para $t_{IP}= 60$ s.

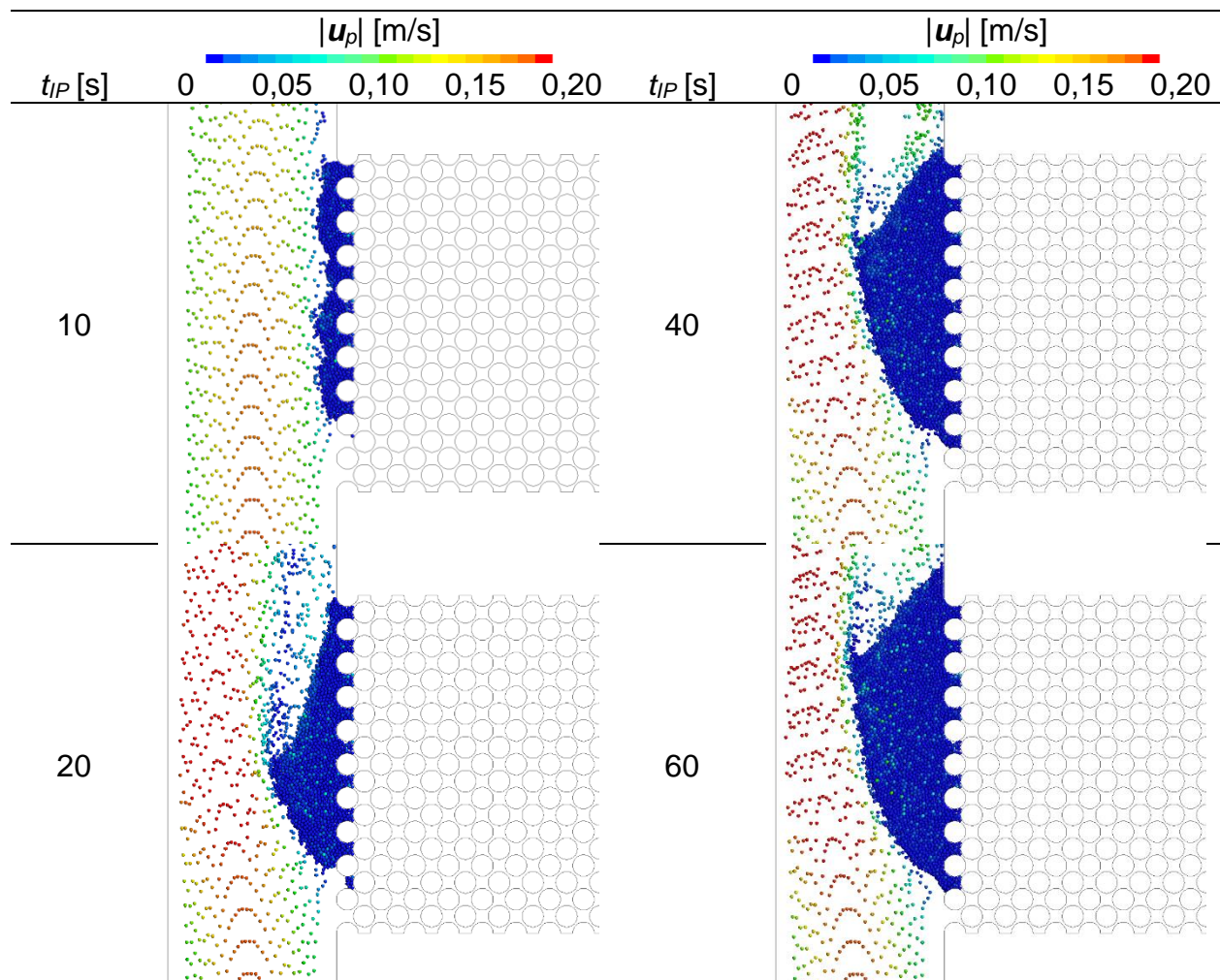


Figura 6.35 – Formação transiente de reboco externo no meio poroso isotrópico (MP10) considerando $d_p=1,00$ mm, $\rho_p/\beta=1,5$, $Q_{fuga}=20\%$ e $Re_{CH,i}=250$.

Os parâmetros de monitoramento para o processo de formação de reboco em função do meio poroso são mostrados na Figura 6.36. Pode-se observar que cada meio

poroso apresenta um valor distinto para a estabilização da pressão adimensional na superfície CH,i ($P_{m,CH,i}$). Tal comportamento pode ser explicado em função do número de partículas que adentra à região PM ($Q_{p,PM,i}$) que também é distinto para arranjo. Sendo assim, os meios nos quais os valores de $Q_{p,PM,i}$ são mais elevados conseqüentemente apresentem menos partículas no canal UP , TR e DW (Figura 3.4), resultando assim em valores menores para $P_{m,CH,i}$. Um aspecto interessante é o comportamento de crescimento de $P_{m,CH,i}$ para MP3 (Figura 6.31) e MP10 (Figura 6.35), nos quais ocorre formação de reboco externo, sugerindo que o escoamento ascendente nos canais UP , TR e DW é responsável por sustentar as partículas coesas formando o reboco. Comportamento semelhante é observado para o MP6 (Figura 6.33).

O

efeito da variação da quantidade de partícula que adentram o meio poroso ($Q_{p,PM,i}$), mostrado na Figura 6.36. Levando a faixa de permeabilidade dos arranjos testados (Tabela 6.7) e a manutenção da vazão inicial de fuga constante, cada meio poroso possui uma diferença de pressão característica, a qual repercute nos valores de $Q_{p,PM,i}$. Para o MP3, os valores de $Q_{p,PM,i}$ tendem à zero uma vez que a formação de reboco externo é iniciada.

A tendência de variação de $Q_{p,PM,i}$ com o meio poroso está relacionada com a variação da permeabilidade (k), a qual é apresentada na Figura 6.36 em mili Darcy [md].

A variação de k é mais intensa para os arranjos MP2 e MP5, que de acordo com os resultados mostrados na Tabela 6.7 são os mais permeáveis. Para os arranjos MP3 e MP4, considerados os menos permeáveis não são observadas variações notáveis de k . A variação da permeabilidade não necessariamente reflete na variação temporal da vazão de invasão (Q_{fuga}), haja vista que MP2 não apresenta uma redução satisfatória em Q_{fuga} . Por outro lado, o arranjo MP5 apresenta decaimento de Q_{fuga} análogo aos arranjos MP6, MP7 e MP8, os quais não demonstraram variação intensa de k . Uma característica comum à MP7 e MP8 que pode ser observada na Figura 6.33 e Figura 6.34 é a formação dos reboco com a menor penetração dentre os arranjos testados que efetivamente forma um plugue, selando todas as gargantas de poro. Curiosamente, a formação de reboco no MP3 (Figura 6.31) não demonstrou ter efeito significativo na redução de Q_{fuga} .

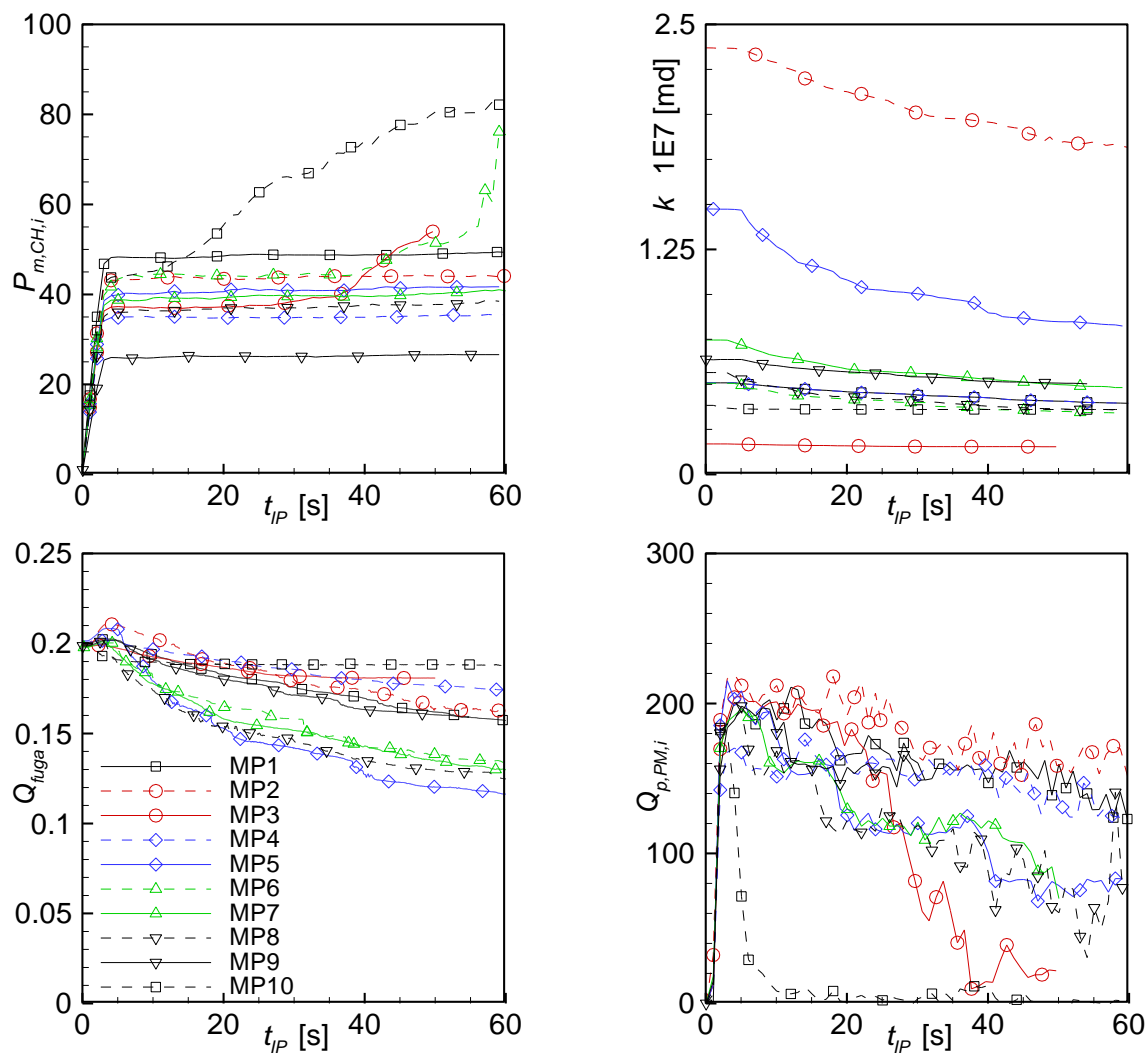


Figura 6.36 – Comparação dos parâmetros de monitoramento para a variação do meio poroso para $d_p=1,00$ mm, $Q_{fuga}=20\%$, $Re_{CH,i}=250$, $\rho_p/\beta=1,5$ e MP1.

7. CONCLUSÕES

Neste trabalho é numericamente investigada a formação de reboco em condições de filtração dinâmica para o combate do fenômeno de perda de circulação em formações rochosas.

O sistema poço-formação é simplificado como um canal vertical de seção transversal retangular em contato com um meio poroso. O meio poroso é modelado na escala do poro como um arranjo de cilindros alternados, anisotrópico para a porosidade e definido por parâmetros geométricos como o número de cilindros, a porosidade e a dimensão da garganta de poro (menor distância entre dois cilindros adjacentes). As condições de contorno caracterizam o fenômeno de perda de circulação, prescrevendo uma vazão inicial de fuga através do meio poroso.

A formação de reboco é considerada sob uma perspectiva de Euler-Lagrange, na qual é possível distinguir visualmente as partículas sólidas e o fluido. A simulação do escoamento líquido-sólido é realizada através do Método de Fase Discreta Densa (DDPM) acoplado ao Método dos Elementos Discretos (DEM). A abordagem DDPM-DEM é complexa por envolver uma quantidade significativa de parâmetros numéricos, os quais necessitam ser avaliados através de testes numéricos (e.g. passo de tempo, malha, parâmetros do modelo numérico) realizados no decorrer do trabalho. Os aspectos do modelo DDPM-DEM são estudados através de testes de verificação (e.g. velocidade terminal, colisão de partícula, escoamento em canal horizontal, formação de reboco estático em meio poroso heterogêneo).

A eficiência da formação de reboco na mitigação da perda de circulação é avaliada principalmente através do comportamento da vazão de fuga ao longo do tempo. O processo é caracterizado com base na variação de parâmetro do escoamento (e.g. número de Reynolds no canal, vazão inicial de fuga), propriedades das partículas (e.g. diâmetro, massa específica) e da configuração do meio poroso (e.g. número de cilindros, porosidade, garganta de poro). A formação de reboco ocorre à medida que as partículas sólidas adentram no meio poroso e são depositadas através de sedimentação ou de obstrução da garganta de poro.

Para a faixa de valores abordada, é arbitrada uma configuração de referência, a qual é útil para o estudo paramétrico do processo de formação de reboco. O efeito do diâmetro da partícula está relacionado com as dimensões do reboco (e.g. espessura, altura) e a penetração no arranjo de cilindros, resultando em comportamentos distintos para a vazão de fuga ao longo do tempo. Em geral, desde que as partículas sejam grandes o suficiente para obstruir as gargantas de poro, a redução do diâmetro resulta em um reboco menos permeável que é mais eficaz na redução da vazão de fuga.

O efeito da massa específica da partícula está associado à ocorrência predominante de sedimentação no meio poroso, que reflete na forma final do reboco e na capacidade selante do meio poroso. Para o caso de referência, a redução da razão de massa específica partícula-fluido forma um reboco com aspecto de plugue, o qual é mais eficiente para obturar as gargantas de poro. Ressalta-se que com aumento da massa específica das partículas, o escoamento no canal pode não ser capaz de carrear as partículas ascendentemente, ocorrendo um acúmulo de sólidos na vizinhança da superfície de injeção.

A influência dos parâmetros do escoamento (número de Reynolds e vazão inicial de fuga) recaem sobre a diferença de pressão ao longo do arranjo de cilindros alternados. Para a vazão inicial de fuga constante, o incremento do número de Reynolds reflete no aumento da queda de pressão no meio poroso. Por outro lado, aumentando a vazão inicial de fuga e mantendo o número de Reynolds constante, a queda de pressão também aumenta. Tais comportamentos têm consequências sobre a quantidade de partículas que entra no meio poroso. Sendo assim, com o aumento da vazão inicial de fuga tem-se a formação de reboco volumosos que eventualmente podem se estabelecer em um aspecto de plugue. O efeito do Reynolds recai principalmente na concentração de sólidos no canal vertical e na capacidade do escoamento de carrear das partículas ascendentemente.

O estudo da formação de reboco considerando a variação da configuração do arranjo de cilindros alternados é realizada variando-se o número de cilindros, a porosidade na entrada da região anisotrópica, a porosidade da região isotrópica e a dimensão da garganta de poro na região isotrópica. Ressalta-se que cada arranjo apresenta um valor característico para a permeabilidade, e conseqüentemente, para a

queda de pressão, a qual influencia a quantidade de partículas que adentra o meio poroso. Adicionalmente, cada arranjo apresenta um valor diferente para o gradiente de garganta de poro na região anisotrópica, o qual repercute na penetração e na forma do reboco, resultando eventualmente na formação de reboco externo.

7.1. Sugestões para trabalhos futuros

Diante do fato do presente trabalho ser o primeiro desenvolvido pelo Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos (CERNN) para a simulação da formação de reboco em condições de filtração dinâmica via DDPM-DEM, são apresentadas algumas sugestões para trabalhos futuros.

Inicialmente, o prosseguimento do presente estudo pode ser realizado numericamente atentando para o estudo de variáveis não contempladas como as propriedades do fluido (e.g. viscosidade, massa específica) e a concentração de partículas (e.g. número de partícula injetadas por segundo). Em relação ao meio poroso, existe a possibilidade de estudar os efeitos da variação das dimensões do meio e também dos aspectos geométricos como, por exemplo, a morfologia da célula periódica representativo.

Outros efeitos que também podem ser incluídos que são relevantes ao processo de perfuração são:

- fase fluida com propriedades não newtonianos;
- rotação da coluna de perfuração;
- o escoamento líquido-líquido na formação considerando o deslocamento de fluidos imiscíveis e a diluição;
- inclinação do poço para caracterizar poços direcionais e horizontais;
- a morfologia das partículas.

Ressalta-se que atualmente o escoamento líquido-sólido com fluidos não newtonianos é uma linha de pesquisa ativa do CERNN.

REFERÊNCIAS

AADNΦY, B. S.; LOOYEH, R. **Petroleum rock mechanics: Drilling operations and well desing**. Oxford, UK: Gulf Professional Publishing, 2010.

ABRAMS, A. Mud Design To Minimize Rock Impairment Due To Particle Invasion. **Journal of Petroleum Technology**, v. 5713, p. 586–592, 1977.

AKHSHIK, S.; BEHZAD, M.; RAJABI, M. CFD-DEM approach to investigate the effect of drill pipe rotation on cutting transport behavior. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 127, p. 229–244, 2015.

AKHSHIK, S.; BEHZAD, M.; RAJABI, M. CFD-DEM simulation of the hole cleaning process in a deviated well drilling: the effects of particle shape. **Particuology**, v. 25, p. 72–82, 2016.

ALMAGRO, S. P. B.; FRATES, C.; GARAND, J.; MEYER, A. Sealing fractures: Advances in lost circulation control treatments. **Oilfield Review Autumn**, v. 26, n. 3, p. 4–13, 2014.

AMAERULE, J. O.; KERSEY, D. G.; NORMAN, D. K.; SHANNON, P. M. **Advances in formation damage assessment and control strategies 39th Annual Technical Meeting of Petroleum Society of CIM and Canadian Gas Processor Association**. Calgary: 1988

ANDERSON, T. B.; JACKSON, R. A fluid mechanical description of fluidized beds - equations of motion. **Industrial Chemical Engineering Fundamentals**, v. 6, n. 4, p. 527–539, 1967.

ANDERSON, W.; BONHUS, D. L. An implicit upwind algorithm for computing turbulent flows on unstructured grids. **Computer Fluids**, v. 23, n. 1–21, 1994.

APTE, S. V.; MAHESH, K.; LUNDGREN, T. Accounting for finite-size effects in simulations of disperse particle-laden flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 34, n. 3, p. 260–271, 2008.

B, B. D.; THOMAS, F. B. **Underbalanced drilling of horizontal wells: does it really eliminate formation damage SPE Formation Damage Control Symposium**. Lafayette, LA: 1994

BA GERI, B. S.; AL-MUTAIRI, S. H.; MAHMOUD, M. A. Different Techniques for Characterizing the Filter Cake. **Proceedings of 2013 SPE Middle East Unconventional Gas Conference & Exhibition**, n. January, p. 28–30, 2013.

BARBOSA, M. V. **Análise paramétrica de escoamento particulado aplicado ao preenchimento de fraturas**. Universidade Tecnológica Federal do Paraná - Curitiba, 2015.

BARBOSA, M. V.; DE LAI, F. C.; FRANCO, A. T.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Parametric analysis of particulate flow for fluid loss control to sealing fractured channels COBEM 2015 - 23rd ABCM International Congress of Mechanical Engineering**. Rio de Janeiro, RJ: 2015a

BARBOSA, M. V.; DE LAI, F. C.; FRANCO, A. T.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Eulerian-lagrangian approach applied to particulate flow using dense discrete phase model JEM 2015 - IV Journey in Multiphase Flows**. Campinas, SP: 2015b

BEAR, J. **Dynamic of fluids in porous media**. New York, NY: Elsevier Publishing Company, Inc, 1972.

BENNION, D. B.; BRENT, T.; BENNION, D. W. **Effective laboratory coreflood tests to evaluate and minimize formation damage in horizontal wells 3rd International conference on horizontal well technology**. Houston. TX: 1991

BILARDO, U.; ALIMONTI, C.; COLACICCHI, F. Formation water saturation from drilling fluid filtrate invasion : comparison of displacement modelling and induction well log response. v. 15, 1996.

BISHOP, R. B. **The experimental investigation of formation damage due to the induced flocculation of clays within a sandstone pore structure by a high salinity brine 1997 SPE European formation damage conference**. Haia: 1997

BOURGOYNE JR, A. T.; MILLHEIM, K. K.; CHENEVERT, M. E.; YOUNG JR, F. S. **Applied Drilling Engineering**. 2. ed. Richardson, TX: SPE, 1991.

BRAGA, E. J.; DE LEMOS, M. J. S. Laminar natural convection in cavities filled with circular and square rods. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 32, p. 1289–1297, 2005.

BRENNEN, CHRISTOPHER E. **Fundamentals of multiphase flows**. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2005.

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

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

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

CIVAN, F. **A multi-purpose formation damage model 1996 SPE Formation Damage Control Symposium**. Lafayette, LA: 1996a

CIVAN, F. **Interactions of the horizontal wellbore hydraulics and formation damage 1996 Permian Basin Oil & Gas Recovery Conference**. Midland, TX: 1996b

CIVAN, F. Practical model for compressive cake filtration including fine particle invasion. **AIChE Journal**, v. 44, n. 11, p. 2388–2398, 1998.

CIVAN, F. **A multiphase model for evaluation of filtration during drilling and fracturing of wells 2002 SPE Annual Technical Conference and Exhibition**. San Antonio, TX: 2002

CIVAN, F. **Reservoir formation damage - fundamentals, modeling, assessment, and mitigation**. 2. ed. Gulf Professional Publishing, 2007.

CIVAN, F.; ENGLER, T. Drilling mud filtrate invasion - improved model and solution. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 11, p. 183–193, 1994.

CROWE, C.; SOMMERFELD, M.; TSUJI, Y. **Multiphase flow with droplets and particles**. Boca Raton, FL: CRC Press, 1998.

CROWE, C. T. Basic concepts and definitions. In: CROWE, C. T. (Ed.). **Multiphase Flow Handbook**. 1st. ed. Boca Raton, FL: CRC Press, 2006.

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

D, B. B.; BIETZ, R. F.; THOMAS, F. B.; CIMOLAI, M. P. Reductions in the productivity of oil & gas reservoir due to aqueous phase trapping. **Journal of Canadian**

Petroleum Technology, v. 33, n. 9, 1994.

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

DE LAI, F. C.; BARBOSA, M. V.; FRANCO, A. T.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Eulerian-lagrangian simulation of particulate flow for sealing fractured channels JEM 2015 - IV Journey in Multiphase Flows**. Campinas, SP: 2015

DE LAI, F. C.; FRANCO, A. T.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Numerical simulation of liquid-solid flow in a channel with transversal fracture ENCIT 2014 - 15th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering**. Belém, Pa: 2014

DE LAI, F. C.; JUNQUEIRA, S. L. M.; FRANCO, A. T.; LAGE, J. L.; WALDMANN, A. T.; MARTINS, A. L. **Convecção natural em cavidade porosa utilizando modelos micro e macroscópico XXXV Congresso Brasileiro de sistemas particulados**. Vassoura, RJ: 2011

DE LAI, F. C.; JUNQUEIRA, S. L. M.; FRANCO, A. T.; WALDMANN, A. T. A.; MARTINS, A. L. **Numerical simulation of fluid-particle flow in fractured channel ENAHPE 2013 - V Encontro Nacional de Hidráulica de Poços de Petróleo e Gás**. Teresópolis, RJ: 2013

DENNIS, S. C. R.; SINGH, S. N.; INGHAM, D. B. The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**1, v. 101, n. 2, p. 257–279, 1980.

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

DICK, M. A.; HEINZ, T. J.; SVOBODA, C. F.; ASTON, M. **Optimizing the selection of bridging particles for reservoir drilling fluids 2000 SPE International Symposium on Formation Damage**. Lafayette, LA: 2000

DONALDSON, E.; CHERNOGLAZOV, V. Characterization of drilling fluid mud invasion. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 1, p. 3–13, 1987.

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

2009.

DULLIEN, F. A. L. Structure of porous media. In: BEAR, J.; CORAPCIOGLU, M. Y. (Eds.). . **Transport Processes in Porous Media**. Washington, DC: NATO ASI Series, 1989. p. 3–42.

FERGUSON, C. K.; KLOTZ, J. A. Filtration from mud during drilling. **Transactions of the AIME**, v. 201, p. 30–43, 1954.

FISHER, K. A; WAKEMAN, R. J.; CHIU, T. W.; MEURIC, O. F. J. Numerical Modelling of Cake Formation and Fluid Loss from Non-Newtonian Muds During Drilling Using Eccentric/Concentric Drill Strings With/Without Rotation. **Chemical Engineering Research and Design**, v. 78, n. 5, p. 707–714, 2000.

FISK, J.; SHAFFER, S. The Use of Filtration Theory in Developing a Mechanism for Filter-Cake Deposition by Drilling Fluids in Laminar Flow. **SPE Drilling Engineering**, n. September, p. 196–202, 1991.

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

FORDHAM, E. J.; LADVA, H. K. J. Cross-flow filtration of bentonite suspensions, II. **Journal of Colloid And Interface Science**, v. 148, n. 1, p. 29–34, 1991.

GATLIN, C. **Petroleum Engineering - drilling and well completion**. Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, Inc., 1960.

GIDASPOW, D. **Multiphase flow and fluidization**. Academic Press, 1994.

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

GRAY, G. R.; DARLEY, H. C. H. **Composition and Properties of Oil Well Drilling Fluids**. 4. ed. Houston, TX: Gulf Publishing Company, 1980.

GROWCOCK, F.; HARVEY, T. Drilling fluids. In: COMMITTEE, A. S. S. (Ed.). . **Drilling fluids processing handbook**. Oxford, UK: Gulf Professional Publishing, 2005.

HAPPEL, J.; BRENNER, H. **Low Reynolds number hydrodynamics with special applications to particulate media**. Springer Netherlands, 1983.

HORNER, V.; M, W.; COCHRAN; H, D. F. Microbit Dynamic Filtration Studies. **Petroleum Transactoins AIME**, v. 210, p. 183, 1957.

HOWARD, G. C.; SCOTT JR, P. P. **An analysis and the control of lost circulation** **Annual meeting of the AIME**. St. Louis: 1951

HUTCHINSON, B. R.; RAITHBY, G. D. A multigrid method on the additive correction strategy. **Numerical Heat Transfer**, v. 5, p. 511–537, 1986.

JIAO, D.; SHARMA, M. Investigation of dynamic mud cake formation: The concept of minimum overbalance pressure. **SPE Annual Technical Conference and ...**, v. 26323, n. 5, 1993a.

JIAO, D.; SHARMA, M. M. Mechanism of cake build up in crossflow filtration of colloidal suspensions. **Journal of Colloid And Interface Science**, v. 162, n. 454–462, 1993b.

KABIR, M. A.; GAMWO, I. K. Filter cake formation on the vertical well at high temperature and high pressure : Computational fluid dynamics modeling and simulations. **Journal of Petroleum and Gas Engineering**, v. 27, n. November, p. 146–164, 2011.

KALANTARIASL, A.; BEDRIKOVETSKY, P.; VAZ, A. S.; FLUMINENSE, N. Formation Damage due to Drilling and Well Completion : Extrenal Cake. n. 1, p. 1–26, 2015.

KRUEGER, R. F. Evaluation of Drilling-Fluid Filter-Loss Additives Under Dynamic Conditions. **Journal of Petroleum Technology**, p. 90–98, 1962.

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

KRUGGEL-EMDEN, H.; WIRTZ, S.; SCHERER, V. A study on tangential force laws applicable to the discrete element method (DEM) for materials with viscoelastic or plastic behavior. **Chemical Engineering Science**, v. 63, n. 6, p. 1523–1541, 2008.

KUWAHARA, F.; NAKAYAMA, A.; KOYAMA, H. A numerical study of thermal dispersion in porous media. **J. Heat Transfer**, v. 118, n. 3, p. 756–761, 1996.

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

LEONARD, B. P. A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 19, n. 1, p. 59–98, 1979.

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.

LI, D.; HE, W. **Journey into filter cakes: a microstructural study** **International Petroleum Tehcnology Conference**. Doha, Qatar: 2015

LI, W.; SHEN, S.; LI, H. Study and optimizatoin of the filtration performance of multi-fiver filter. **Advanced Powder Technology**2, v. 27, p. 638–645, 2016.

LIMA, G. H. **Modelagem e simulação numérica de escoamento sólido-fluido sobre meio poroso heterogêneo**. Universidade Tecnológica Federal do Paraná - Curitiba, 2016.

LIMA, G. H.; DE LAI, F. C.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Numerical simulation of particulate flow over heterogeneous porous media IV Journeys in Multiphase Flows - JEM 2017**. São Paulo, SP: 2017

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

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

LU, W.; JU, S. Selective Particle Deposition in Crossflow Filtration. **Separation Science and Technology**, v. 24, n. 7 & 8, p. 517–540, 1989.

LU, W. M.; HWANG, K. J. Mechanism of cake formation in constant pressure filtrations. **Separations Technology**, v. 3, n. 3, p. 122–132, 1993.

MERRIKH, A. A.; LAGE, J. L. From continuum to porous-continuu: the visual resolution impact on modeling natural convection in heterogenerous. In: INGHAM, D. B.; POP, I. (Eds.). . **Transport Phenomena in Porous Media III**. Oxford, UK: Elsevier, 2005.

MICHAELIDES, E. E.; FENG, Z. Fundamentals of multiphase flow. In: MICHAELIDES, E. E.; CROWE, C. T.; SCHWARZKOPF, J. D. (Eds.). . **Multiphase FLOW Handbook**. 2nd. ed. Boca Raton, FL: CRC Press, 2016. p. 1–78.

MITCHELL, WI. **Oil well drilling engineering handbook**. [s.l: s.n.].

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 particles trajectories in two-

phase flow systems. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 55, n. 2, p. 193–208, 1982.

MURKERS, J.; CARLSSON, C. G. **Cross flow filtration: theory and practice**. New York: John Wiley & Sons, 1988.

NAKAYAMA, A. **PC-aided numerical heat transfer and convective flow**. Boca Raton, FL: CRC Press, 1995.

NELSON, E. B. **Well cementing**. 2nd. ed.S, 2006.

NI, L. A.; YU, A. B.; LU, G. Q.; HOWES, T. Simulation of the cake formation and growth in cake filtration. **Minerals Engineering**, v. 19, p. 1084–1097, 2006.

NIELD, D.; BEJAN, A. **Convection in Porous Media**. 2. ed.Springer, 1998.

OBRZUT, L. Q.; DE LAI, F. C.; WALDMANN, A. T. A.; MARTINS, A. L.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Análise experimental de escoamento particulado para o controle de fuga em canal fraturado VI Encontro nacional de hidráulica de poços de petróleo e gás - ENAHPE 20152**. Rio Quente, Go: 2015

ODAR, F. Verification of the proposed equation for calculation of the forces on a sphere accelerating in a viscous fluid. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 25, n. 3, p. 591–592, 1966.

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

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

OOMS, G.; KAMPMAN-REINHARTZ, B. E. Influence of drill pipe rotation and eccentricity on pressure drop over borehole during drilling. **European Journal of Mechanics B/Fluids**, v. 15, n. 5, p. 695–711, 1996.

OUTMANS, H. D. Mechanics of Static and Dynamic Filtration In the Borehole. **Society of Petroleum Engineers Journal**, v. SPE 491, n. 1, 1963.

OWEIS, G. F.; CECCIO, S. L.; MATSUMOTO, Y.; TROPEA, C.; ROISMAN, I. V.; TSUJI, Y.; LYCZKOWSKI, R.; TROUTT, T. R.; EATON, J. K.; MASHAYEK, F. Multiphase interactions. In: CROWE, C. T. (Ed.). . **Multiphase FLOW Handbook2**. Boca Raton, FL: CRC Press, 2006.

PATANKAR, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. McGraw-Hill, 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**¹, v. 5, n. 1787–1806, 1972.

PEKER, S. M.; HELVACI, S. S. **Solid-Liquid Two Phase Flow**. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier, 2008.

PEREIRA, F. B.; SCHNEIDER, C. L.; LAI, F. C. DE; WALDMANN, A. T. A.; MARTINS, A. L.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Estudo numérico-experimental do escoamento líquido-sólido estratificado em canal horizontal Encontro Nacional de Hidráulica de Perfuração de Poços de Petróleo - ENAHPE 2017**. Domingos Martins, ES: 2017

PHELPS, G. D.; STEWART, G.; PEDEN, J. M. The analysis of the invaded zone characteristics and their influence on wireline log and well-test interpretation. **Soc. Pet. Eng. Tech. Pap.**, v. 13287, p. 16–19, 1984.

POLETO, V. G.; BARROS, V. S. L.; DE LAI, F. C.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Simulação numérica Euler-Lagrange para escoamento particulado utilizando os modelos DDPM-DEM XXXVIII Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados - ENEMP 2017**. Maringá, PR: 2017

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

PROKOP, C. L. Radial Filtration of Drilling Mud. **Journal of Petroleum Technology**, v. 4, n. 1, p. 5–10, 1952.

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

QIAN, F.; HUANG, N.; LU, J.; HAN, Y. CFD-DEM simulation of the filtration performance for fibrous media based on the mimic structure. **Computers and Chemical Engineering**, v. 71, p. 478–488, 2014.

R.A. SANCHEZ; AZAR, J. J.; MARTINS, A. L. **The effect of drillpipe rotation on hole cleaning during directional well drilling 1997 SPE/IADC Drilling conference**. Amsterdam, The Netherlands: 1997

RAMÉZANI, H.; AKKAL, R.; COHAUT, N.; KHODJA, M.; AHMED-ZAID, T.; BERGAYA, F. On the filtrate drilling fluid formation and near well-bore damage along the petroleum well. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 135, p. 299–313,

2015.

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

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

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

SAFFMAN, P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow - Corrigendum. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 31, n. 3, p. 624, 1968.

SAHIMI, M. **Flow and transport in porous media and fractured rock - from classical methods to modern approaches**. 2. ed. Weicheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2011.

SCHNEIDER, C. L.; LAI, F. C. DE; WALDMANN, A. T. A.; MARTINS, A. L.; JUNQUEIRA, S. L. M. **Estudo experimental do preenchimento de fraturas com escoamento particulado em canal fraturado VI Encontro nacional de hidráulica de poços de petróleo e gás - ENAHPE 2015**. Rio Quente, Go: 2015

SHERWOOD, J. D.; MEETEN, G. H. The filtration properties of compressible mud filtercakes. **Journal of Petroleum Science & Engineering**, v. 18, p. 73–81, 1997.

SHI, X.; PRODANOVIC, M.; HOLDER, J.; GRAY, K. E.; DICARLO, D. Coupled solid and fluid mechanics modeling of formation damage near wellbore. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 112, p. 88–96, 2013.

SIMPSON, J. P. **Drilling fluid filtration under simulated downhole conditions AIME Symposium on Formation Damage Control**. New Orleans, LA: Society of Petroleum Engineers, 1974

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

STAMATAKIS, K.; TIEN, C. A Simple Model of Cross-Flow Filtration. **Separations Aiche Journal**, v. 39, n. 8, p. 1292–1302, 1993.

TECPLOT360. **Tecplot 360 2010 User's Manual** Bellevue, Wa. Tecplot, Inc., , 2010.

THOMAS, J. E. **Fundamentos de Engenharia de Petróleo**. Rio de Janeiro, RJ: Editora Interciência, 2001.

TSUJI, T.; ITO, A.; TANAKA, T. Multi-scale structure of clustering particles. **Powder Technology**, v. 179, p. 115–125, 2008.

TSUJI, Y. Particle-particle collision. In: CROWE, C. T. (Ed.). . **Multiphase Flow Handbook**. Boca Raton, FL: CRC Taylor & Francis, 2006.

TSUJI, Y.; KAWAGUCHI, T.; TANAKA, T. Discrete particle simulation fo two-dimensional fluidized bed. **Powder Technology1**, v. 77, p. 79–87, 1993.

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

TSUJI, Y.; TANAKA, T.; ISHIDA, T. Lagrangian numerical simulation of plug flow of cohesionless particles in a horizontal pipe. **Powder Technology**, v. 71, p. 239–250, 1992.

VAN OORT, E.; VAN VELZEN, J. F. G.; LEERLOOLJER, K. Impairment by suspended solids invasion: testing and prediction. **Society of Petroleum Engineers**, v. 8, n. 3, 1993.

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

VAUSSARD, A.; MARTIN, M.; KONIRSCH, O.; PATRONI, J. M. **An experimental study of drilling fluids dynamic filtration 61st Annual Technical Conference and Exhibition of the Society of Petroleum Engineers**. New Orleans, LA: 1986

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method**Fluid flow handbook. McGraw-Hill ..., 1995.

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

W, H.; M, S. **Bridging particle size distribution in drilling fluid and formation damage** **SPE European Formation Damage Conference**. Noordwijk, NE: 2011

WHITAKER, S. Diffusion and dispersion in porous media. **AIChE Journal**, v. 13, n. 3, p. 421–427, 1967.

WHITAKER, S. **The method of volume averaging**. New York, NY: Springer, 2013.

WHITE, F. M. **Viscous fluid flow**. 3rd. ed. International edition: McGraw-Hill, 2006.

WHITFILL, D. L.; HEMPHILL, T. **Pre-treating fluids with lost circulation materials** Drilling Contractor, , 2004.

WILLIAMS, M. Radial Filtration of Drilling Muds. **Transactions of the AIME**, v. 136, n. November, p. 57–70, 1939.

XU, B. H.; YU, A. B. Numerical simulation of the gas-solid flow in a fluidized bed by combining discrete particle method with computational fluid dynamics. **Chemical Engineering Science**, v. 52, n. 16, p. 2785–2809, 1997.

YANG, J.; WANG, Q.; ZENG, M.; NAKAYAMA, A. Computational study of forced convective heat transfer in structured packed beds with spherical or ellipsoidal particles. **Chemical Engineering Science**, v. 65, n. 2, p. 726–738, 2010.

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

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.

ZINATI, F. F.; FARAJZADEH, R.; CURRIE, P. K.; ZITHA, P. L. J. Modeling of external filter cake build-up in radial geometry. **Petroleum Science and Technology**, v. 27, p. 746–763, 2009.

APÊNDICE A. FORÇAS SOBRE PARTÍCULAS

Nesse apêndice, são apresentadas as forças que atuam sobre as partículas decorrentes da interação com o fluido. Na Seção 2.1 ressalta-se que na escala mesoscópica pode-se distinguir individualmente cada uma das j partículas de um escoamento bifásico líquido-sólido, caracterizando-as como uma fase discreta sob uma perspectiva Lagrangiana. Para uma partícula j de massa $m_{p[j]}$ constante pode se aplicar um balanço de quantidade de movimento linear e força apresentado na Equação (A.1).

$$m_{p[j]} \frac{d\mathbf{u}_{p[j]}}{dt} = \mathbf{F}_{[j]} \quad (\text{A.1})$$

A velocidade da partícula j é denotada por $\mathbf{u}_{p[j]}$ [m/s] e a força resultante $\mathbf{F}_{[j]}$ [N] medidas em relação a um referencial não inercial. A influência da fase contínua sobre uma partícula não é explícita na Equação (A.1), mas sim implícita nas forças que compõe a resultante caracterizando as interações do tipo fluido-partícula. No presente trabalho é considerada a força de arrasto $\mathbf{F}_{d,s}$, a força de gradiente de pressão $\mathbf{F}_{pg,s}$, a força de massa virtual $\mathbf{F}_{vm,s}$, a força de sustentação de Saffman $\mathbf{F}_{ff,s}$, a força de sustentação de Magnus $\mathbf{F}_{lm,s}$, o empuxo $\mathbf{F}_{b,b}$ e o peso $\mathbf{F}_{g,b}$. Os índices “s” e “b” qualificam a força como superficial ou de corpo. A força de contato superficial $\mathbf{F}_{c,s}$ contabiliza os efeitos partícula-partícula ou partícula-parede de colisão e de atrito detalhados na Seção 4.2.

$$m_{p[j]} \frac{d\mathbf{u}_{p[j]}}{dt} = \underbrace{\mathbf{F}_{d,s[j]} + \mathbf{F}_{pg,s[j]} + \mathbf{F}_{vm,s[j]} + \mathbf{F}_{ff,s[j]} + \mathbf{F}_{lm,s[j]}}_{\text{influência do fluido}} + \underbrace{\mathbf{F}_{b,b[j]} + \mathbf{F}_{g,b[j]} + \mathbf{F}_{p,c[j]}}_{\text{Influência de outras partículas}} \quad (\text{A.2})$$

A dedução individual de cada uma das forças é realizada considerando-se que as partículas são esféricas e estão imersas em um fluido newtoniano, incompressível e de propriedades constantes. A Equação (A.2) é válida para uma única partícula j . Portanto, para cada N_p partículas no domínio computacional, há N_p equações diferenciais ordinárias e lineares para serem solucionadas, contendo cada uma oito expressões de

forças que dependem do campo de velocidades da fase contínua. A quantidade de cálculos a ser realizada aumenta exponencialmente com o número de partículas.

Para o escoamento disperso a força de arrasto talvez seja a mais relevante, uma vez carrear as partículas ascendentemente. A instauração da força de arrasto decorre das forças viscosas devido à velocidade relativa entre o fluido e a partícula, $\mathbf{u}_{\beta p} = \mathbf{u}_{\beta} - \mathbf{u}_p$. O número de Reynolds translacional da partícula (Re_p) é um parâmetro importante para caracterizar o arrasto, representando a razão entre a quantidade de movimento e as forças viscosas do fluido nas imediações da partícula (Loth et al., 2006).

$$Re_{p[j]} = \frac{\rho_{\beta} d_{p[j]} |\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}|}{\mu_{\beta}} \quad (\text{A.3})$$

A força de arrasto $\mathbf{F}_{d,s}$ pode ser expressa através de uma generalização da expressão para o escoamento de Stokes e do coeficiente de arrasto (C_D), o qual é função de Re_p , $C_D = G(Re_p)$.

$$\mathbf{F}_{d,s[j]} = \frac{1}{2} C_D \rho_{\beta} A_{p[j]} |\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}| (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}) \quad (\text{A.4})$$

Sendo $A_p = \pi(d_p^2/4)$ a área da seção transversal da partícula, a velocidade $\mathbf{u}_{\beta[j]}$ é tomada na linha de corrente que atravessa o centroide da partícula.

Na literatura há uma variedade de modelos que descrevem a relação funcional $C_D = G(Re_p)$. Porém, no presente trabalho é utilizada a correlação proposta por Morsi-Alexander (Morsi e Alexander, 1982). A escolha de tal correlação advém de testes numéricos realizados por De Lai (2013) e Barbosa (2015).

O efeito pressão local da fase contínua resulta em uma força na partícula na direção correspondente (Crowe et al., 1998). A força agindo sobre a superfície “s” da partícula pode ser expressa em função da pressão por uma integral de superfície, sendo \mathbf{n} um vetor definido na direção da pressão. Aplicando-se o teorema da divergência, pode-se expressar $\mathbf{F}_{pg,s}$ em função do gradiente de pressão e do volume da partícula.

$$\mathbf{F}_{pg,s[j]} = \oint_{s,p} -\rho_{\beta} \mathbf{n} \cdot d\mathbf{s}_{[j]} \Leftrightarrow \mathbf{F}_{pg,s[j]} = \oint_{V_{p[j]}} -\nabla \rho_{\beta} dV_{p[j]} \quad (\text{A.5})$$

A força do gradiente de pressão pode ser expressa analogamente em função da variação advectiva de quantidade de movimento do fluido (Anderson e Jackson, 1967).

$$\mathbf{F}_{pg,s[j]} = -V_{p[j]} \nabla \rho_{\beta} = m_{p[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{p[j]}} \left(\mathbf{u}_{\beta[j]} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta[j]} \right) \quad (\text{A.6})$$

A força de massa virtual ($\mathbf{F}_{vm,s}$) está relacionada com a força necessária para acelerar o fluido na vizinhança da partícula (Crowe et al., 1998), sendo uma forma de contabilizar a resistência da fase contínua (inércia) ao movimento da dispersa.

$$\mathbf{F}_{vm,s[j]} = C_{vm} m_{p[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{p[j]}} \left(\frac{D\mathbf{u}_{\beta[j]}}{Dt} - \frac{d\mathbf{u}_{p[j]}}{dt} \right) \quad (\text{A.7})$$

A constante C_{vm} é um parâmetro experimental (Odar, 1966; Odar e Hamilton, 1964).

Uma característica comum das forças de arrasto, massa virtual e de gradiente de pressão é o alinhamento com a direção do escoamento. A força de sustentação de Saffman (Saffman, 1965, 1968), denotada por $\mathbf{F}_{ls,s[j]}$, decorre da existência de um gradiente de velocidade nas adjacências da partícula que, por sua vez, ocasiona uma diferença de pressão na mesma direção. A força $\mathbf{F}_{ls,s[j]}$, cuja direção é normal à do escoamento, pode ser expressa em função da velocidade relativa $\mathbf{u}_{\beta p}$, do dobro do rotacional do fluido $\boldsymbol{\omega}_{\beta}$ e do coeficiente de sustentação de Saffman C_{ls} .

$$\boldsymbol{\omega}_{\beta[j]} = \nabla \times \mathbf{u}_{\beta[j]} \quad (\text{A.8})$$

$$\mathbf{F}_{ls,s[j]} = m_{p[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{p[j]}} \left(\boldsymbol{\omega}_{\beta[j]} \times \left(\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]} \right) \right) C_{ls} \quad (\text{A.9})$$

A ação combinada da rotação da partícula com uma velocidade relativa finita induz um componente transversal de força na partícula denominada sustentação de Magnus (Michaelides e Feng, 2016). A força de Magnus ($\mathbf{F}_{lm,s[j]}$) é um componente da força de sustentação estabelecida a partir da diferença de velocidades entre os lados opostos da partícula devido ao movimento de rotação (Crowe et al., 1998). O coeficiente C_{lm} corresponde ao coeficiente de sustentação de Magnus e é estimado a partir de regressão de resultados experimentais ou numéricos (Oesterlé e Dinh, 1998; Rubinow e Keller, 1961; Tsuji et al., 1985). No presente trabalho, é utilizado o modelo de Oesterlé e Dinh (1998) sendo Re_{ω} o número de Reynolds rotacional da partícula definido na Equação (A.19).

$$\mathbf{F}_{lm,s[j]} = m_{p[j]} \frac{\rho_{\beta}}{\rho_{p[j]}} \boldsymbol{\omega}_{p[j]} \times (\mathbf{u}_{\beta[j]} - \mathbf{u}_{p[j]}) C_{lm[j]} \quad (\text{A.10})$$

$$C_{lm[j]} = 0,45 + \left(\frac{Re_{\omega[j]}}{Re_{p[j]}} - 0,45 \right) \exp(-0,0568 Re_{\omega[j]}^{0,4} Re_{p[j]}^{0,3}) \quad (\text{A.11})$$

As forças de corpo consideradas correspondem ao empuxo $\mathbf{F}_{b,b}$ e a força peso $\mathbf{F}_{g,b}$.

$$\mathbf{F}_{b,b} = \rho_{\beta} V_p \mathbf{g} \quad (\text{A.12})$$

$$\mathbf{F}_{g,b} = \rho_p V_p \mathbf{g} \quad (\text{A.13})$$

O movimento rotacional da partícula j é caracterizado pela velocidade angular $\boldsymbol{\omega}_{p[j]}$ [1/s] calculada a partir da Equação (A.14).

$$\boldsymbol{\omega}_{p[j]} = \nabla \times \mathbf{u}_{p[j]} \quad (\text{A.14})$$

O movimento rotacional é avaliado aplicando-se um balanço de torque e variação de quantidade de movimento angular definido na Equação (A.15), sendo o momento de inércia denotado por $I_{p[j]}$ para partículas esféricas de diâmetro $d_{p[j]}$.

$$I_{p[j]} \frac{d\omega_{p[j]}}{dt} = \underset{\substack{\text{Arrasto} \\ \text{viscoso}}}{T_{d,s[j]}} + \underset{\text{Contato}}{T_{c,s[j]}} \quad (\text{A.15})$$

$$I_{p[j]} = \frac{\pi}{60} \rho_p d_{p[j]}^5 \quad (\text{A.16})$$

Os torques considerados correspondem ao torque viscoso $T_{d,s[j]}$ [N.m], discutido na sequência, e o torque de contato $T_{c,s[j]}$ [N.m], que é calculado através do Método dos Elementos Discretos descrito na Seção 4.2.

O torque de arrasto pode ser expresso em função da velocidade relativa de rotação da partícula em relação ao fluido $\Omega_{\beta p[j]}$ e do coeficiente de atrito rotacional ($C_{\omega[j]}$) (Happel e Brenner, 1983).

$$T_{d,s[j]} = C_{\omega[j]} \Omega_{\beta p[j]} \quad (\text{A.17})$$

$$\Omega_{\beta p[j]} = \frac{1}{2} \nabla \mathbf{u}_{\beta[j]} - \boldsymbol{\omega}_{p[j]} \quad (\text{A.18})$$

No presente trabalho, o modelo para o coeficiente de atrito de arrasto é de natureza analítica e é definido em função do número de Reynolds rotacional da partícula ($Re_{\omega[j]}$) para $20 \leq Re_{\omega} \leq 1000$ (Dennis et al., 1980).

$$Re_{\omega[j]} = \frac{\rho_{\beta} |\Omega_{\beta p[j]}| d_{p[j]}^2}{4\mu_{\beta}} \quad (\text{A.19})$$

$$C_{\omega[j]} = \frac{6,45}{\sqrt{Re_{\omega[j]}}} + \frac{32,1}{Re_{\omega[j]}} \quad (\text{A.20})$$

As observações acerca do movimento translacional permanecem válidas para o rotacional, isto é, as expressões para o torque de arrasto são definidas exclusivamente para partículas esféricas imersas em um fluido newtoniano de propriedades constantes.

APÊNDICE B. MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS

A solução via método dos Volumes Finitos é realizada através da integração de uma equação escalar de transporte em cada um dos volumes de controle da malha computacional.

$$\underbrace{\iiint \frac{\partial \rho_\beta \phi_\beta}{\partial t} dV_{VC}}_{\text{tempo temporal}} + \underbrace{\iint \rho_\beta \phi_\beta \mathbf{u}_\beta \cdot d\mathbf{A}_{SC}}_{\text{termo advectivo}} = \underbrace{\iint \Gamma_\phi (\nabla \phi_\beta)}_{\text{termo difusivo}} + \underbrace{\iiint S_\phi dV_{VC}}_{\text{termo fonte}} \quad (\text{B.1})$$

Sendo ϕ a propriedade transportada (massa ou quantidade de movimento), V_{VC} o volume total do volume de controle da malha, \mathbf{A}_{SC} o vetor área da superfície de controle, Γ_ϕ o coeficiente de difusão de ϕ_β e S_ϕ um termo fonte por unidade de volume. O termo de variação temporal da Equação (B.1), quando aplicável regime transiente é tratado implicitamente (Versteeg e Malalasekera, 1995), isto é:

$$\frac{\partial \phi_\beta}{\partial t} \approx \frac{\phi_\beta^{n+1} - \phi_\beta^n}{\Delta t_\beta} = F(\phi_\beta^{n+1}) \quad (\text{B.2})$$

sendo Δt_β [s] o passo de tempo do fluido. O índice n denota o valor de ϕ_β no passo de tempo presente e $n+1$ no próximo passo de tempo a ser calculado. A Equação (B.2) pode então ser reescrita como:

$$\underbrace{\frac{\rho_\beta^{n+1} \phi_\beta^{n+1} - \rho_\beta^n \phi_\beta^n}{\Delta t_\beta} V_{VC}}_{\text{termo temporal}} + \underbrace{\sum_f^{N_{\text{faces}}} \rho_{\beta[f]}^{n+1} \phi_{\beta[f]}^{n+1} \mathbf{u}_{\beta[f]}^{n+1} \cdot \mathbf{A}_{SC[f]}}_{\text{termo advectivo}} = \underbrace{\sum_f^{N_{\text{faces}}} \Gamma_{\phi[f]}^{n+1} (\nabla \phi_\beta)_{[f]}^{n+1} \cdot \mathbf{A}_{SC[f]}}_{\text{termo difusivo}} + \underbrace{S_\phi V_{VC}}_{\text{termo fonte}} \quad (\text{B.3})$$

onde o índice f denota cada uma das N_{faces} do volume de controle ($N_{faces}=6$ para volume hexaédrico e $N_{faces}=5$ para tetraédrico). Perceptivelmente, os valores de ϕ_β do termo temporal e do termo fonte são alocados ao centro do volume de controle, enquanto que nos termos advectivos e difusivos os mesmos encontram-se nas respectivas superfícies de controle denotada por f . Geralmente, tal característica torna a equação não linear sendo necessário aplicar métodos de linearização a fim de que uma solução algébrica seja possível. Uma forma linear da Equação (B.3) é apresentada abaixo:

$$a_{VC}\phi_{VC} = \sum_{nVC} a_{nVC}\phi_{nVC} + S_\phi \quad (B.4)$$

sendo o subscrito nVC referente às células limítrofes do volume VC e “a” os coeficientes de linearização. O número de elementos limítrofes para cada célula depende da topologia da malha, sendo igual ao número de superfícies de controle apenas em malhas uniformes. Para cada volume de controle da malha é considerada uma expressão análoga à Equação (B.4) resultando em um conjunto de equações algébricas lineares que são solucionadas pelo método *multigrid* (Hutchinson e Raithby, 1986).

A linearização é realizada através de mecanismos de interpolação adequados que extrapolam o valor de ϕ_β das superfícies para o centro do volume de controle. Os termos advectivos são tratados através do esquema UPWIND de primeira ordem (Patankar, 1980). O gradiente do termo difusivo é avaliado pelo método dos mínimos quadrados baseado no centro da célula (*Least-Square Cell Based*).

A solução da equação geral de transporte é baseada na correção da pressão e realizada de forma segregada (Chorin, 1968). Inicialmente pela equação de balanço de quantidade de movimento em x ($\phi_\beta=U_{\beta,x}$), seguida pela equação análoga em y ($\phi_\beta=U_{\beta,y}$), as quais apresentam a forma abaixo.

$$a_{VC}u_{\beta,x,VC} = \sum_{nVC} a_{nVC}u_{\beta,x,VC} + \sum_f^{N_{faces}} \rho_{SC[f]} A_{SC[f]} + S_\phi \quad (B.5)$$

$$a_{VC}u_{\beta,y,VC} = \sum_{nVC} a_{nVC}u_{\beta,y,VC} + \sum_f^{N_{faces}} \rho_{SC[f]} A_{SC[f]} + S_\phi \quad (B.6)$$

Na Equação (B.5) e (B.6) necessita-se do valor da pressão nas superfícies de controle enquanto que, por definição, tais valores são alocados ao centro do volume de controle (FLUENT, 2016). Logo, também é empregado um mecanismo de interpolação para a pressão, o PRESTO. Notavelmente, $p_{SC[f]}$ não é um valor conhecido e necessita ser estimado iterativamente sempre satisfazendo a equação de conservação de massa que pode ser escrita fazendo-se $\phi_\beta=1$.

$$\sum_f^{N_{\text{faces}}} J_{[f]} A_{[f]} = 0 \quad (\text{B.7})$$

O fluxo mássico na superfície f é denotado por $J_{[f]}$ [kg/s]. A fim de reforçar o acoplamento pressão velocidade é empregado o *SIMPLE* (*Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*) (Patankar e Spalding, 1972) que, basicamente, obtém uma expressão para a pressão substituindo a Equação (B.5) e (B.6) em (B.7).

$$a_{VC} p'_{VC} = \sum_{n_{VC}} a_{n_{VC}} p'_{n_{VC}} + \sum_f^{N_{\text{faces}}} J_{[f]} A_{[f]} \quad (\text{B.8})$$

A pressão p'_{VC} é então calculada pelo método *multigrid* a partir de um chute inicial. Na sequência, realiza-se a correção dos valores de pressão e fluxos de massa utilizando-se fatores de relaxação e o processo repete-se iterativamente até que um critério de convergência desejado seja atendido para, em seguida, o passo de tempo ser incrementado.

A convergência é baseada no valor do resíduo R_ϕ caracterizado através da Equação (B.9) como a soma da propriedade ϕ_{VC} em todos os volumes de controle VC. O sub índice i diz respeito ao valor de ϕ_{VC} calculado na presente interação e $i-1$ na interação anterior. Para o presente trabalho, considera-se a solução como convergida para $R_\phi < 10^{-4}$.

$$R_{\phi} = \frac{\sum_{VC} |(\phi_{VC})_{[i]} - (\phi_{VC})_{[i-1]}|}{\sum_{VC} (\phi_{VC})_{[i-1]}} \quad (\text{B.9})$$

Nesse apêndice, é sucintamente descrito o método dos Volumes Finitos utilizado para solucionar o escoamento monofásico a fim de que seja possível estimar as condições de contorno e também calcular o campo de velocidades u_{β} que é fundamental para o cálculo do movimento das partículas.

APÊNDICE C. CARACTERIZAÇÃO DO MEIO POROSO

Neste apêndice são discutidos alguns aspectos relevantes para a solução numérica do escoamento no meio poroso. Apesar de os resultados tratarem da simulação da geometria do plugue poroso (Seção 6.3), as constatações permanecem válidas para a geometria do problema (Figura 3.4), servindo de embasamento para a realização do teste de malha para o escoamento líquido-sólido, apresentada no APÊNDICE E.

O escoamento monofásico no canal horizontal com o plugue poroso, Figura 6.7, é simulado numericamente utilizando o método dos Volumes Finitos (Patankar, 1980). O tratamento numérico dos termos advectivos e da pressão são realizados através dos esquemas QUICK (Leonard, 1979) e PRESTO, sendo este caracterizado pelo emprego de uma malha deslocada para a alocação dos valores da pressão (Patankar e Spalding, 1972). Detalhes do método numérico são providos no APÊNDICE B.

A malha utilizada para a simulação é composta de volumes de controle tetraédricos na região do arranjo de cilindros. Na região de garganta de poro existe uma constrição no escoamento que ocasiona aumento da velocidade do fluido. Portanto, deve haver um número suficiente de volumes de controle (#VC) a fim de que o perfil de velocidade seja calculado adequadamente. Na região de garganta de poro a malha é refinada conforme ilustrado na Figura C.1. O tamanho dos volumes de controle, denotado por l_m , deve ser calculado em função da quantidade de volumes ao longo da garganta de poro (#VC) a fim de que a malha apresente razão de aspecto tendendo à unidade.

Um teste de malha é realizado a fim de comparar o efeito da variação de #VC através da garganta de poro sobre o perfil de pressão ao longo do arranjo de cilindros. A pressão p_β é uma propriedade conveniente de ser analisada pelo fato de ser diretamente empregada para a caracterização do meio poroso na Seção 6.3. O teste é realizado para $Re_{PM}=100$ e MP10, isto é, o meio poroso isotrópico, em virtude de o comportamento de p_β com x_{PM} ser linear. A influência da malha recai sobre o valor máximo da pressão $p_{\beta,max}$ registrado na entrada do arranjo de cilindros como $p_{\beta,max}=8635$ para #VC=2 e $p_{\beta,max}=10233$ Pa para #VC=5, resultando em um erro relativo de 15, 616%. Considerando #VC=8 obtém-se $p_{\beta,max}=10898$ Pa e o erro relativo comparada com a malha de #VC=5 reduz para aproximadamente 6%. Dessa forma, a perda de carga imposta pelo arranjo

de cilindros é mais adequadamente estimada considerando malhas maiores (com uma quantidade maior de volumes de controle).

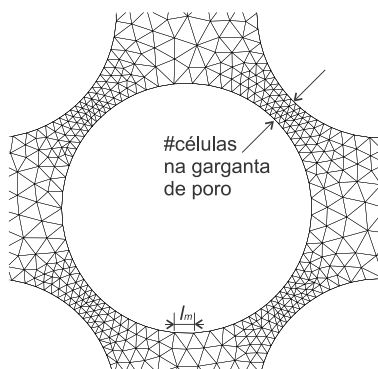


Figura C.1 –Refino de malha na região de garganta de poro.

O efeito da malha sobre a distribuição de pressão é apresentado na Figura C.2 pela pressão adimensional $P_\beta = p_\beta / p_{ref}$, sendo $p_{ref} = 10898$ Pa, ao longo do comprimento adimensional do meio poroso $X_{PM} = x_{PM} / h_{PM}$, sendo $h_{PM} = 0,36$ m (Tabela 6.2). Pode-se observar que a perda de carga ao longo de X_{PM} é linear para as malhas consideradas tendendo para um mesmo valor em $X_{PM} \approx 1$.

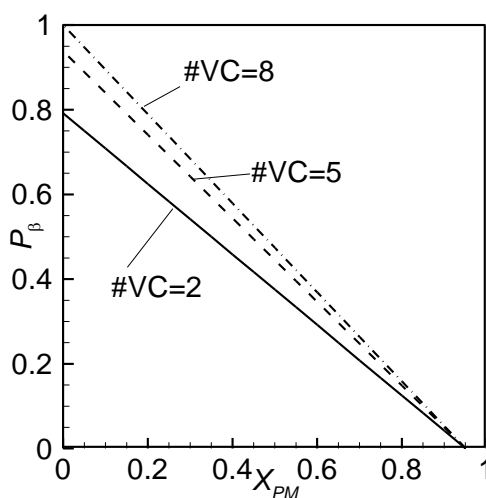


Figura C.2 – Perfil de pressão adimensional no meio poroso isotrópico (MP10) em função do número de volumes de controle na garganta de poro #VC considerando $Re_{PM} = 100$.

O efeito da variação de #VC sobre os perfis de velocidade a 5 mm a montante do meio poroso é mostrado na Figura C.3 (a) e a 5 mm a jusante é apresentado na Figura C.3 (b). Salienta-se, que à medida que #VC é variado, o tamanho dos volumes de controle na transição das regiões de canal livre para o meio poroso na geometria da Figura 6.7 é influenciada. Contudo, os resultados indicam que os perfis de velocidade são coincidentes indicando que o efeito da variação de #VC é recorrente apenas nas gargantas de poro.

Logo, o efeito notável da malha sobre o escoamento de fato recai no valor de P_β na entrada do arranjo de cilindros. Com base nas discussões acerca do teste de malha, a malha #VC=5 é escolhida para a simulação do escoamento monofásico e também a caracterização das propriedades do meio poroso. Salienta-se que o tempo de simulação para #VC=8 é aproximadamente duas vezes maior do que para #VC=5 utilizando o mesmo computador e o mesmo número de iterações.

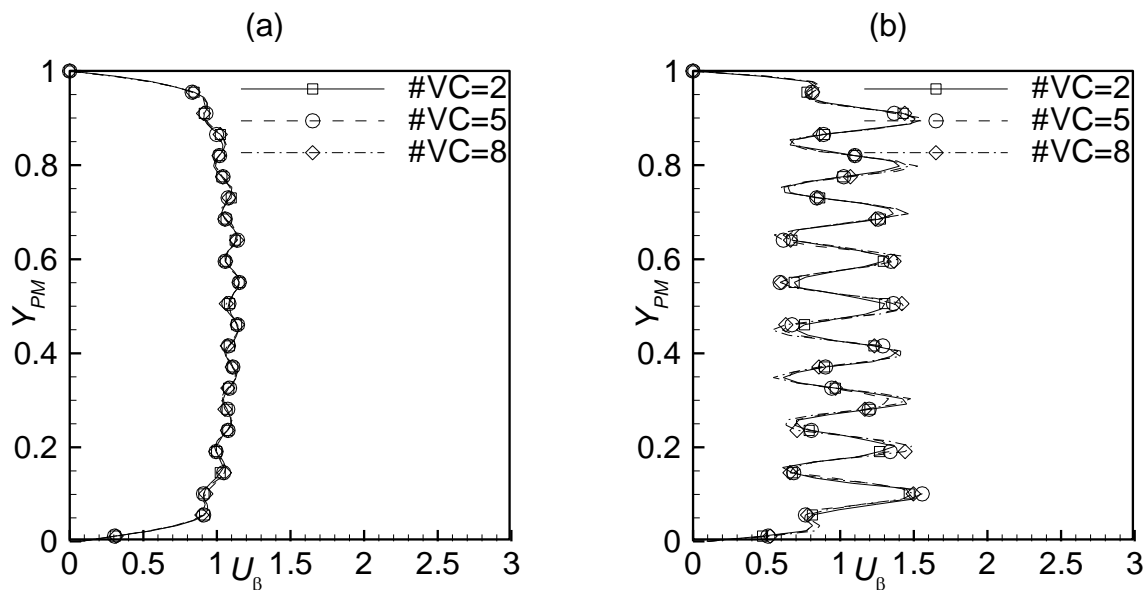


Figura C.3 –Perfil de velocidade em função do número de volumes #VC na garganta de poro para $Re_{PM}=100$ no MP10 (isotrópico). (a) $x=-0,005$ m. (b) $x=0,185$ m.

APÊNDICE D. SIMULAÇÕES PRELIMINARES

Conforme é discutido na Seção 6.5, para a simulação do escoamento líquido-sólido fazendo uso do Modelo de Fase Discreta Densa acoplado ao Método dos Elementos Discretos (DDPM-DEM) é necessário especificar parâmetros numéricos que são resumidos na Tabela 6.8. Os valores que não podem ser calculados a partir de correlações, precisam ser estimados através de resultados numéricos que são obtidos em caráter preliminar. Na Tabela D. 1, são sumarizados alguns resultados preliminares debatidos no presente apêndice e apresentados para $t_{IP}=50$ s.

Tabela D. 1 – Sumários dos parâmetros numéricos testados numericamente.

Passo de tempo da partícula	Δt_p	[s]	Figura D.1
Movimento de rotação	ω_p	[1/s]	Figura D.2
Coeficiente de rigidez	k_n	[N/m]	Figura D.3
Coeficiente de atrito estático	μ_s	[-]	Figura D.4
Coeficiente de atrito de deslizamento e rolamento	μ_g μ_r	[-]	Figura D.5

O passo de tempo da partícula Δt_p [s] é um parâmetro numérico fundamental para a solução para a Equação (4.23) a (4.25), sendo determinado comparando-se resultados numéricos apresentados na Figura D.1. Pode se observar variações na morfologia do reboco à medida que Δt_p é reduzido com o aparecimento de uma protrusão. Eventualmente, o passo de tempo $\Delta t_p=2 \cdot 10^{-4}$ s pode não ser adequado para a simulação, uma vez que as partículas não se empilham com aspecto semelhante a $\Delta t_p=1 \cdot 10^{-4}$ s. Outro aspecto interessante é o valor máximo observado para a velocidade linear $|\mathbf{u}_p|_{\max}$ [m/s], a velocidade angular $|\boldsymbol{\omega}_p|_{\max}$ [1/s] e a fração volumétrica de sólido $\epsilon_{p,\max}$. Os valores de $|\mathbf{u}_p|_{\max}$ permaneceram invariáveis, mas $|\boldsymbol{\omega}_p|_{\max}$ diminui com a redução de Δt_p . Para as condições de contorno prescritas, $|\boldsymbol{\omega}_p|_{\max}=1357$ 1/s que ocorre para $\Delta t_p=2 \cdot 10^{-4}$ s é um valor impraticável, indicando que tal passo de tempo pode não ser capaz de computar o movimento de rotação. De acordo com os resultados da Figura D.1 é evidente que o ideal seria utilizar $\Delta t_p=5 \cdot 10^{-5}$ s, mas para se alcançar $t_{IP}=50$ s são necessários 11 dias, 18 horas e 28 min de simulação. Por outro lado, pode-se obter resultados comparáveis

empregando-se $\Delta t_p = 1 \cdot 10^{-4}$ s com aproximadamente metade do tempo de simulação, isto é, 6 dias, 16 horas e 44 min. Devido a esse fato, o valor de $\Delta t_p = 1 \cdot 10^{-4}$ s é utilizado no presente trabalho para todas as simulações.

A partir da versão 16 do programa Ansys Fluent®, o movimento de rotação foi incorporado às equações do modelo *DDPM-DEM*. Portanto, um teste imprescindível é averiguar se a rotação repercute de alguma forma interessante na formação de reboco. A simulação considerando o movimento rotacional é mais demorada, haja vista que uma equação adicional de rotação deve ser solucionada para cada uma das partículas contidas no domínio. Os resultados apresentados na Figura D.2 (a) contemplam o movimento de rotação, $|\omega_p| \neq 0$, enquanto que na Figura D.2 (b) as partículas apresentam apenas movimento translacional, $|\omega_p| = 0$. Aparentemente, pela morfologia do reboco, a rotação favorece a acomodação das partículas, resultando em frações volumétrica de sólido maior ($\epsilon_{p,max}$). Além disso, há outros efeitos interessantes associados como por exemplo a aquisição de velocidade angular da partícula mediante a colisão oblíqua.

O movimento de rotação sofre influência do modelo de atrito tangencial, como é apresentado na Figura D.2 (c) para os resultados nos quais são desconsideradas todas as forças tangenciais, $\mu = 0$. Pode-se observar que as partículas não formam a protrusão e acabam se espalhando pela base da região *PM*. Adicionalmente, a velocidade angular máxima observada ($|\omega_p|_{max}$) é significativamente menor do que para o caso mostrado na Figura D.2 (b). Tais resultados sugerem que a utilização do modelo de atrito tangencial é fundamental, contudo os coeficientes de atrito e a constante de rigidez descritos na Seção 4.2 devem ser calculados e configurados adequadamente.

De acordo com a Equação (4.37), a força tangencial de atrito F_{tj} depende da força normal F_{nj} , a qual, conforme a Equação (4.27), é função do coeficiente de rigidez k_n , cuja expressão é dada pela Equação (4.31). O efeito da variação de k_n é apresentado na Figura D.3, sendo possível observar diferenças significativas na morfologia do reboco para $k_n = 50$ e $k_n = 100$. De fato, $k_n = 100$ é um valor que não atende à exigência expressa pela Equação (4.36) e, conseqüentemente, as forças de contato não são calculadas adequadamente.

Uma vez que o coeficiente e rigidez é determinado, deve-se prestar atenção aos parâmetros do modelo utilizados para o cálculo das forças de atrito, que são descritos

na Seção 4.2 e constituem o coeficiente de atrito estático (μ_s), de deslizamento (μ_g) e de rolamento (μ_r). Os resultados para a variação de μ_s são mostrados na Figura D.4 sendo possível observar os efeitos sobre a morfologia do reboco, o qual tende a se formar com uma protrusão mediante o aumento de μ_s . A influência de μ_s também é notável sobre o módulo da velocidade angular máxima, haja vista que se tem $|\boldsymbol{\omega}_p|_{\max}=428$ 1/s para $\mu_s=0,5$ e $|\boldsymbol{\omega}_p|_{\max}=86$ 1/s para $\mu_s=0,05$. Logo, opta-se por utilizar $\mu_s=0,05$ a fim de que os valores de velocidade angular sejam factíveis. Uma análise análoga é realizada para os coeficientes de atrito de deslizamento (μ_g) e de rolamento (μ_r), cujos resultados são apresentados na Figura D.5. Os valores de μ_g e μ_r são arbitrados como idênticos, sendo que a influência sobre a formação do reboco recai principalmente nos valores do módulo da velocidade angular máxima ($|\boldsymbol{\omega}_p|_{\max}$). Por esse motivo, são utilizados para fins de simulação os valores $\mu_g=0,02$ e $\mu_r=0,02$.

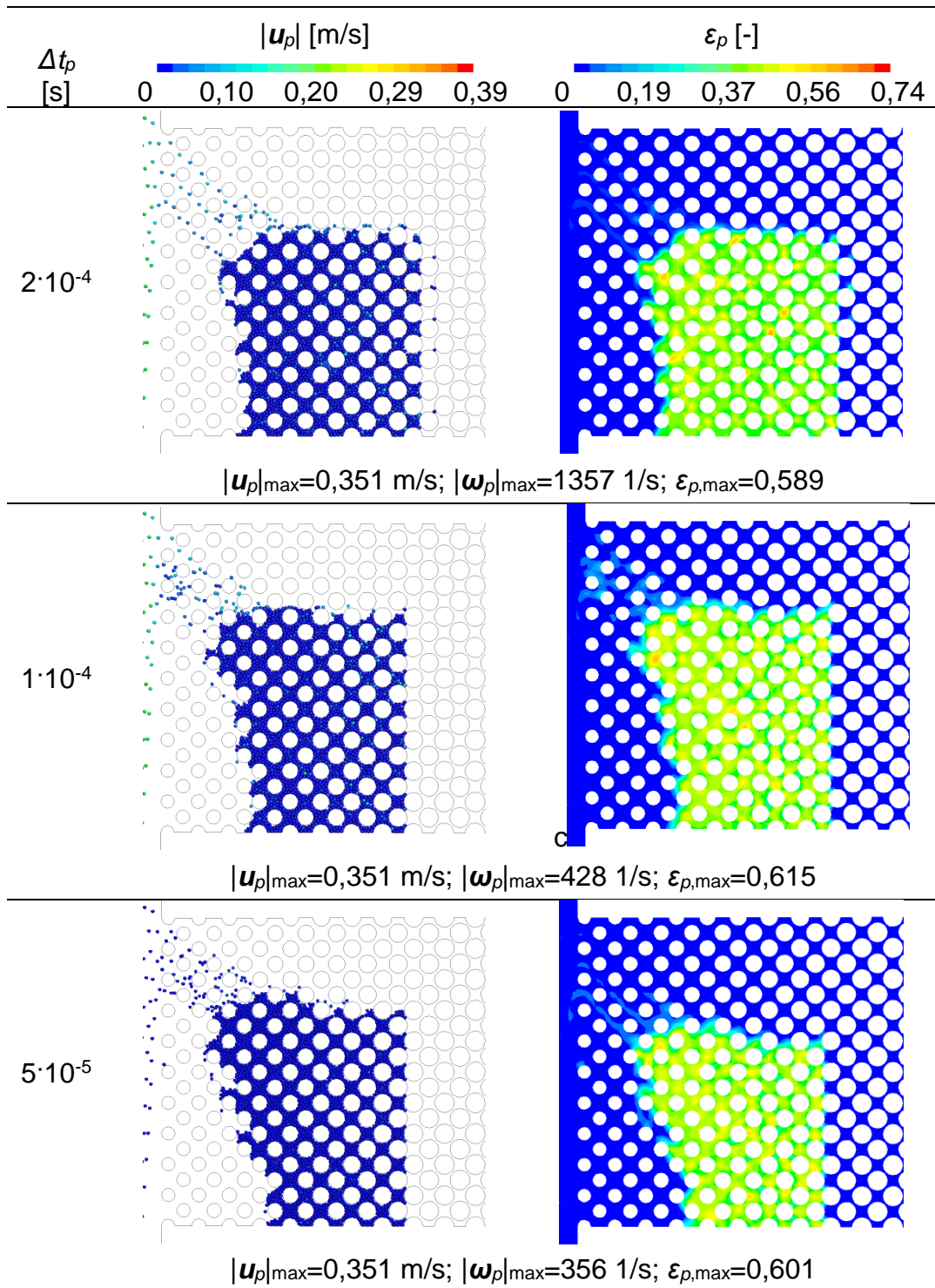


Figura D.1 – Efeito do passo de tempo sobre $|\mathbf{u}_p|$ e ϵ_p para $d_p=1\text{mm}$, $\rho_p/\beta=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1.

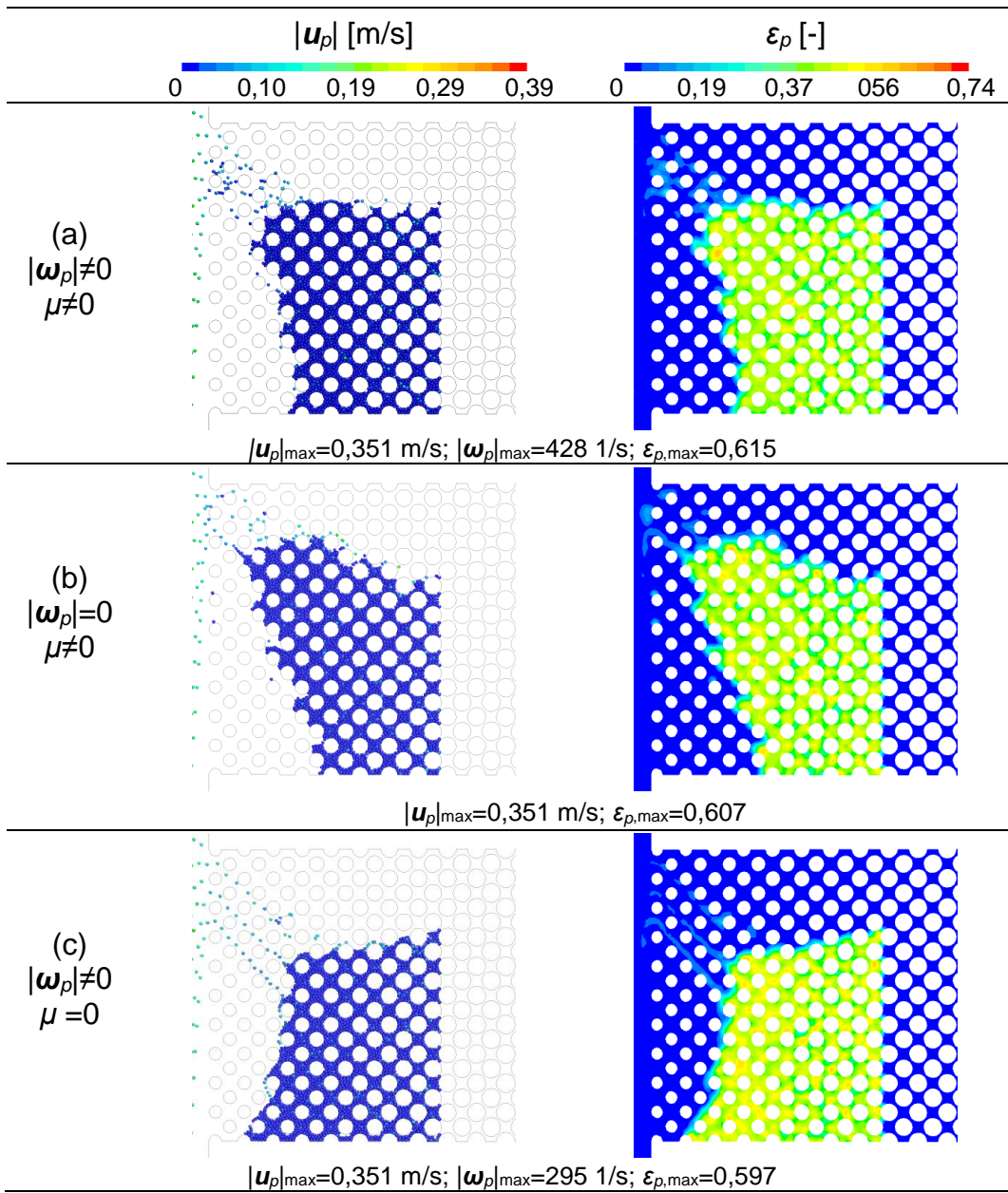


Figura D.2 – Efeito da inclusão do movimento de rotação e do modelo de atrito tangencial sobre $|\mathbf{u}_p|$ e ε_p para $d_p=1\text{mm}$, $\rho_p/\beta=2,5$, $Re_{CH,F}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=50 \text{ s}$.

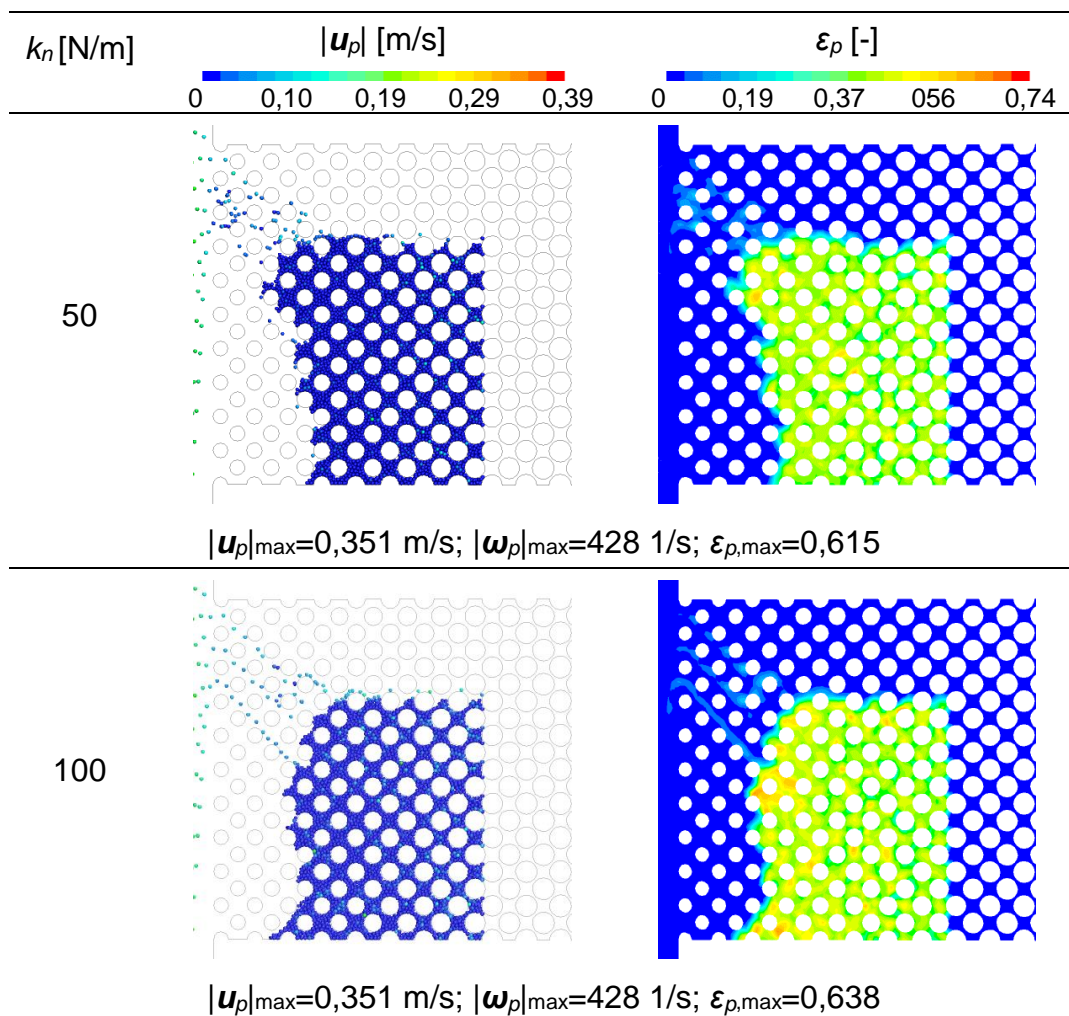


Figura D.3 – Efeito do coeficiente de rigidez sobre $|\mathbf{u}_p|$ e ε_p . ara $d_p=1$ mm, $\rho_p/\beta=2,5$, $Re_{CH,r}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=50$ s.

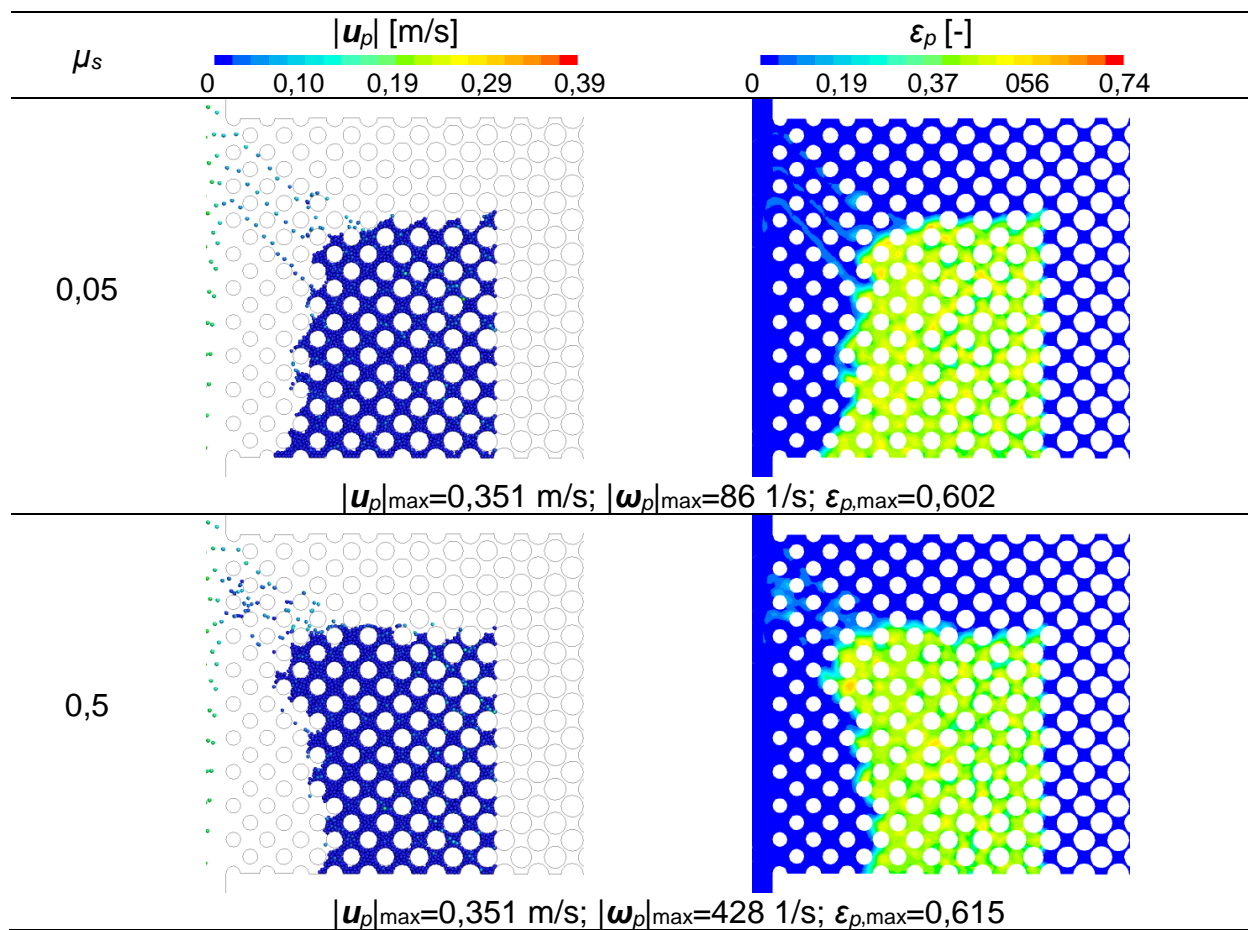


Figura D.4 – Efeito do coeficiente de atrito estático sobre $|\mathbf{u}_p|$ e ϵ_p . ara $d_p=1$ mm, $\rho_p/\beta=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=50$ s.

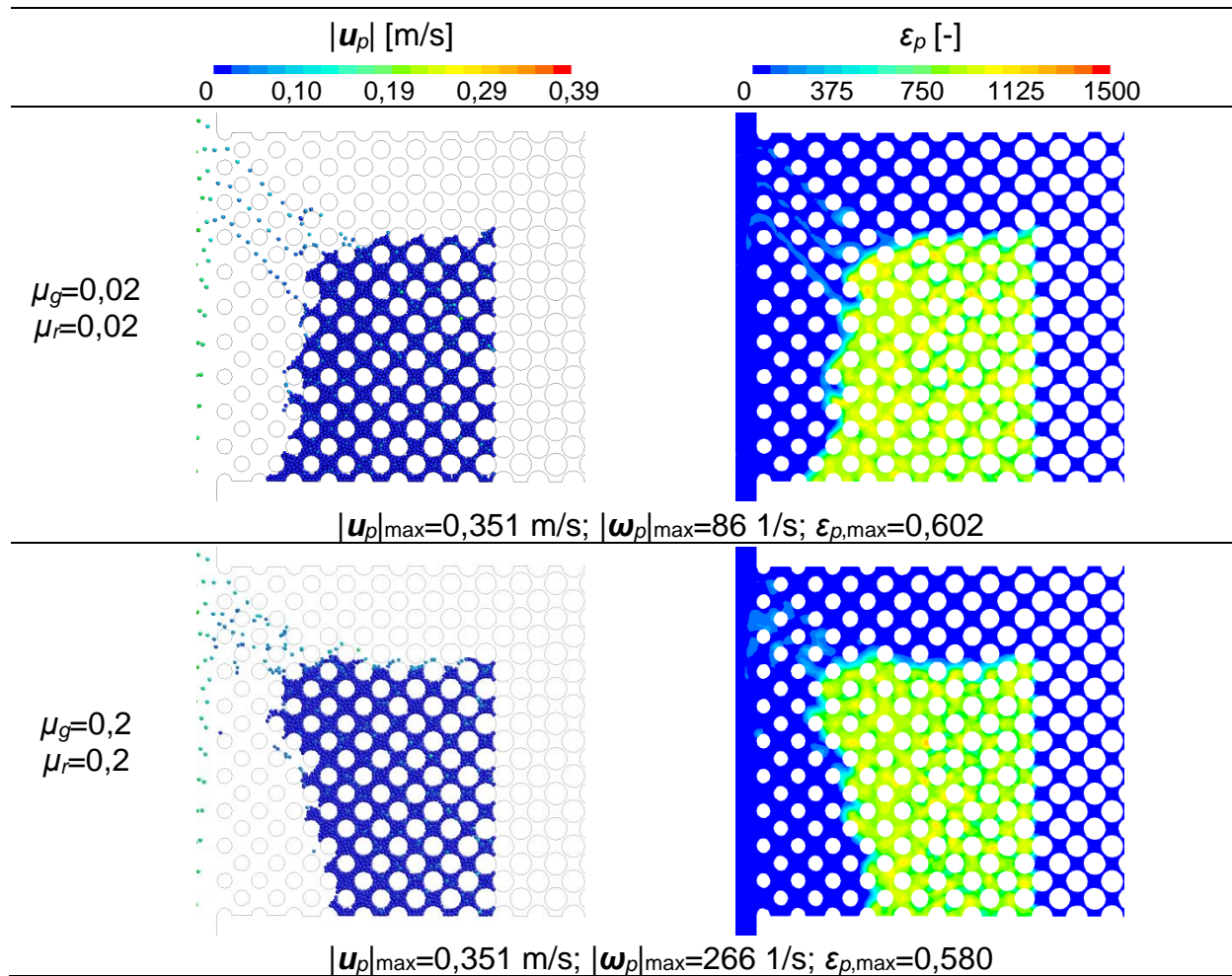


Figura D.5 – Efeito do coeficiente de atrito de deslizamento (μ_g) e de rolamento (μ_r) sobre $|\mathbf{u}_p|$ e ϵ_p . ara $d_p=1$ mm, $\rho_p/\beta=2,5$, $Re_{CH,i}=500$, $Q_{fuga}=20\%$ e MP1 para $t_{IP}=50$ s.

APÊNDICE E. TESTE DE MALHA

O teste de malha para o escoamento particulado é realizado para a situação mais crítica para a simulação. Da perspectiva da fase contínua, o número de Reynolds no canal $Re_{CH,i}=500$ e a vazão inicial de fuga $Q_{fuga}=20\%$ resultam na configuração com maior perda de carga no meio poroso. Do ponto de vista das partículas, considerar o diâmetro $d_p=1,00$ mm resulta em uma condição crítica, uma vez que existem dificuldades para acomodar tal partícula nos volumes de controle da malha. As dimensões do canal são apresentadas na Tabela 6.2, e o meio poroso considerado é o MP1, cujos parâmetros geométricos são mostrados na Figura 6.3. Os parâmetros numéricos utilizados para a simulação são resumidos na Tabela E.1, tendo sido determinados com base nos resultados dos testes preliminares discutidos na Seção 6.5.

Tabela E.1 – Resumo dos parâmetros utilizados para o teste de malha para a formação de reboco.

Número de Reynolds no canal	$Re_{CH,i}=500$
Vazão inicial de fuga	$Q_{fuga}=20\%$
Meio poroso	MP1
Razão de massa específica partícula-fluido	$\rho_{p/\beta}=2,50$
Diâmetro da partícula	$d_p=1,00$ mm
$\dot{m}_{p,IP}$	1200 Part./s
$N_{p,total}$	72000 Part.
Passo de tempo do fluido	$\Delta t_\beta=5,00 \cdot 10^{-2}$ s
Passo de tempo da partícula	$\Delta t_p=2,00 \cdot 10^{-4}$ s
Constante de rigidez	$k_n=50$ N/m
Coefficiente de restituição partícula-partícula	$e_{p-p}=0,90$
Coefficiente de restituição partícula-parede	$e_{p-w}=0,60$
Coefficiente de atrito estático	$\mu_s=0,05$
Coefficiente de atrito de deslizamento	$\mu_g=0,02$
Coefficiente de atrito de rolamento	$\mu_r=0,02$

O teste de malha para o escoamento monofásico é realizado a partir dos resultados para o teste de malha do escoamento monofásico no arranjo de cilindros alternos, apresentado no APÊNDICE C. As limitações da malha ocorrem principalmente no meio poroso da geometria do problema (Figura 3.4) onde o escoamento é denso, ocorrendo formação de reboco.

Os resultados da simulação do escoamento líquido-sólido da malha com cinco volumes de controle ao longo das gargantas de poro da região isotrópica (5VC), mostrada na Figura C.1, não convergiram. Sendo assim, optou-se por utilizar apenas três volumes de controle (3VC), resultados estes apresentados na Figura E.1. Observou-se que a fração volumétrica de sólido (ε_p) tende à unidade, não atendendo aos requisitos descrito na Seção 6.5. Sendo assim, a simulação é parada para $t_{IP}=30$ s, uma vez que malha se mostra incapaz de solucionar as equações do fluido apropriadamente.

Para contornar tal limitação, é considerada uma estratégia diferente de geração de malha, a qual consiste em reduzir o número de volumes de controle ao longo da garganta e refinar a malha nas paredes do cilindro. A partícula não consegue ocupar os volumes adjacentes à parede e, portanto, a fração volumétrica deve sempre ser menor do que unidade, $\varepsilon_p < 1$. Os resultados são mostrados na Figura E.1, onde é possível visualizar as particularidades geométricas de cada malha. Para a malha de 1VC com refino 2VC, existe apenas um volume de controle que a partícula pode ocupar e dois volumes de controle na região de refino dos cilindros. Os resultados indicam que respectiva fração volumétrica máxima observada no reboco é $\varepsilon_{p,max}=0,842$. Aumentando o número de volumes na região de volume para 3VC ocorre aumento de $\varepsilon_{p,max}$ e, por fim, considerando três volumes de controle na garganta de poro com 2 volumes de controle de refino tem-se $\varepsilon_{p,max}=1$. Sendo assim a malha com 1 VC com refino 2VC é escolhida para a simulação. Adicionalmente, na Tabela E.2 são mostrados para cada malha considerada os respectivos valores de pressão nas superfícies de controle da geometria da Figura 3.4, elucidando a capacidade de solução da fase fluida.

Tabela E.2 – Pressão do fluido p_β nas superfícies de controle CH,i ; CH,o e PM,o em função da malha.

Malha	CH,i	CH,o	PM,o
3VC	15,606	21,613	-7557,0
1VC com refino 2VC	15,841	22,424	-7683,1
1VC com refino 3VC	15,905	22,360	-7704,3
3VC com refino 2VC	15,492	22,024	-7843,4

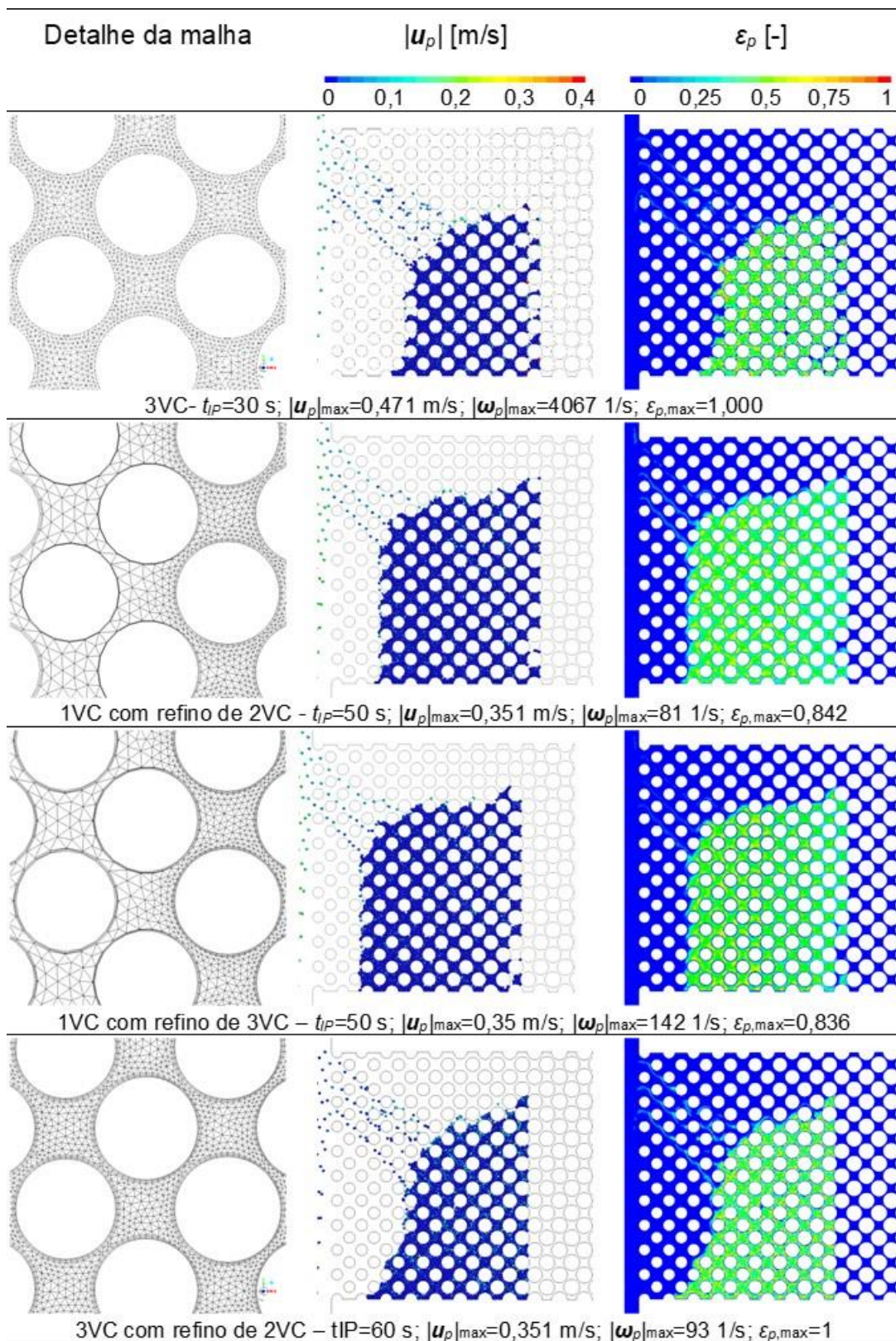


Figura E.1 – Resultados para o teste de malha para o escoamento líquido-sólido.