

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

JOANA LEONARDI GEMELI

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO DE FLUIDO
VISCOPLÁSTICO EM SEÇÃO ANULAR COM ACOPLAMENTO CFD-DEM**

PATO BRANCO

2024

JOANA LEONARDI GEMELI

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO DE FLUIDO
VISCOPLÁSTICO EM SEÇÃO ANULAR COM ACOPLAMENTO CFD-DEM**

**Numerical simulation of liquid-solid flow of viscoplastic fluid in an annular
section through CFD-DEM coupling**

Trabalho de Conclusão de Curso de Graduação
apresentada como requisito para obtenção do título de
Bacharel em Engenharia Mecânica da Universidade
Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR).
Orientador(a): Prof. Dr. Joviano Janjar Casarin.

PATO BRANCO

2024



Esta licença permite remixe, adaptação e criação a partir do trabalho, para fins não comerciais, desde que sejam atribuídos créditos ao(s) autor(es). Conteúdos elaborados por terceiros, citados e referenciados nesta obra não são cobertos pela licença.

JOANA LEONARDI GEMELI

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO DE FLUIDO
VISCOPLÁSTICO EM SEÇÃO ANULAR POR MEIO DO ACOPLAMENTO CFD-
DEM**

Trabalho de Conclusão de Curso de Graduação
apresentado como requisito para obtenção do título de
Bacharel em Engenharia Mecânica da Universidade
Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR).

Data de aprovação: 17 de maio de 2024

Joviano Janjar Casarin
Doutor em Engenharia Mecânica e de Materiais
Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Marcio Tadayuki Nakaura
Mestre em Engenharia e Tecnologia Espaciais
Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Francisco Augusto Aparecido Gomes
Doutor em Engenharia Aeronáutica e Mecânica
Universidade Tecnológica Federal do Paraná

PATO BRANCO

2024

AGRADECIMENTOS

Dedico esse trabalho a todos que, de alguma forma, estiveram presentes e contribuíram para minha jornada acadêmica.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Joviano Janjar Casarin que compartilhou comigo seus conhecimentos e contatos, me guiando e incentivando ao longo do curso e ao longo do desenvolvimento deste trabalho.

À minha mãe, pelo apoio e interesse constante na minha educação e aos meus avós pelo apoio nos momentos mais difíceis.

Que este trabalho não seja apenas um reflexo do meu esforço, mas também o resultado da colaboração e do aprendizado conjunto.

RESUMO

A descrição da movimentação de partículas sólidas assume relevância crucial nos processos de perfuração de poços petrolíferos, onde a ineficiência na capacidade de remoção de cascalho acarreta elevados tempos operacionais, além do aumento na pressão no interior do poço. Esse cenário se traduz em quedas nas taxas de produtividade e aumento significativo dos custos operacionais. Diante dessa situação, as simulações numéricas emergem como ferramentas úteis para auxiliar na compreensão dos fenômenos envolvidos. A modelagem de escoamentos de fluidos viscoplásticos na presença de partículas sólidas exige a caracterização do comportamento não newtoniano do fluido de transporte, das interações que ocorrem entre as partículas e as interações entre as fases líquida e sólida. Em função da complexidade envolvida nesse tipo de análise, observa-se certa escassez de dados na literatura científica. O objetivo deste trabalho é avaliar numericamente o comportamento do escoamento líquido-sólido através do acoplamento da dinâmica de fluidos computacional e do método dos elementos discretos (CFD-DEM), analisando especialmente o efeito do parâmetro reológico índice de lei de potência do fluido Herschel-Bulkley sobre o comportamento do escoamento empregado no transporte de partículas sólidas no interior de tubo de seção anular. Por meio da abordagem no âmbito do CFD, o método de volumes finitos foi empregado na solução da equação de balanço de massa e da quantidade de movimento da fase líquida. O DEM foi utilizado para descrever o comportamento e as interações das partículas sólidas, caracterizando a análise lagrangiana. As interações entre a fase líquida e partículas sólidas presentes no campo do escoamento foram solucionados por meio do esquema de acoplamento CFD-DEM. A calibração necessária para a utilização do DEM resultou em um passo de tempo de 10^{-4} s, que foi utilizado nas simulações. As faixas de valores utilizados para os números adimensionais foram de Reynolds entre 44 e 355, Hedström de 157 à 1179 e Taylor entre 1,14 e 8,58. A partir dos resultados numéricos foi possível a visualização do leito das partículas sólidas e sua classificação em diferentes regimes de escoamento. Os resultados também indicam que o aumento das propriedades reológicas, tensão limite de escoamento e índice de lei de potência, além do aumento da vazão, resultam no aumento da capacidade de carregamento de partículas.

Palavras-chave: CFD-DEM; Escoamento líquido-sólido; Herschel-Bulkley.

ABSTRACT

The description of solid particles movement is of crucial importance in oil well drilling processes, where inefficiency in gravel removal capacity leads to high operational times and increased pressure inside the well. This scenario translates into declines in productivity rates and a significant increase in operational costs. Faced with this challenge, numerical simulations emerge as valuable tools to aid in understanding the involved phenomena. The modeling of viscoplastic fluids flows in the presence of solid particles requires the characterization of the non-Newtonian behavior of the transport fluid, as well as the interactions that occur between particles, and the interaction between the liquid and solid phases. Due to the complexity involved in this type of analysis, there is a noticeable scarcity of data in the scientific literature. The aim of this work is to numerically assess the behavior of liquid-solid flow through the coupling of computational fluid dynamics and the discrete element method (CFD-DEM), analyzing especially the effect of the rheological parameter Herschel-Bulkley fluid power-law index on the behavior of the flow used in transporting solid particles inside an annular section tube. Through the CFD approach, the finite volume method was employed to solve the mass and momentum balance equations of the liquid phase. DEM was used to describe the behavior and interactions of the solid particles, characterizing the lagrangian analysis. Interactions between the liquid phase and solid particles present in the flow field was solved using the CFD-SEM coupling scheme. The calibration necessary for DEM use resulted in a time step of 10^{-4} s, which was used on the simulations. The range of values used for the dimensionless numbers were Reynolds between 44 and 355, Hedström from 157 to 1179 and Taylor between 1,14 and 8,58. From the numerical results, it was possible to visualize the bed of solid particles and classify them into different flow regimes. The results also indicate that increasing the rheological properties, yield stress and power-law index, as well as the increase in flow rate, result in an increase in the article loading capacity.

Keywords: CFD-DEM, Liquid-solid flow, Herschel-Bulkley.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

| | |
|---|----|
| Figura 1 – Ilustração da distribuição de partículas e perfis de concentração de sólidos em um duto para diferentes regimes de escoamento | 14 |
| Figura 2 – Regimes de velocidade para escoamento líquido-sólido | 15 |
| Figura 3 – Ilustração para transporte de cascalho de tamanhos variados em um poço..... | 17 |
| Figura 4 – Sistema de coordenadas do modelo | 22 |
| Figura 5 – Sistema massa-mola-amortecedor | 25 |
| Figura 6 – Modelo das esferas flexíveis | 26 |
| Figura 7 - Forças de corpo que atuam sobre uma partícula imersa em fluido .. | 30 |
| Figura 8 – Distância de propagação da onda de choque | 38 |
| Figura 9 – Esquema da malha para acoplamento CFD-DEM | 39 |
| Figura 10 – Domínio computacional do tubo anular excêntrico rotativo | 44 |
| Figura 11 – Resultados experimental apresentado na literatura de referência e passo de tempo inicial da simulação numérica de calibração..... | 47 |
| Figura 12 – <i>Time-lapse</i> para o passo de tempo $\Delta t = 1 \times 10^{-5} s$ | 49 |
| Figura 13 <i>Time-lapse</i> para o passo de tempo $\Delta t = 1 \times 10^{-4} s$ | 49 |
| Figura 14- Monitoramento de energia cinética das partículas durante a simulação..... | 50 |
| Figura 15 – Visualização da posição das partículas sólidas no interior da tubulação. (a) $Q_f/Q_p = 63$; (b) $Q_f/Q_p = 85$; (1) $\tau_0 = 2,0 Pa$; (2) $\tau_0 = 6,7 Pa$; (3) $\tau_0 = 15,0 Pa$ | 51 |
| Figura 16 – Visualização da posição das partículas sólidas no interior da tubulação. (a) $Q_f/Q_p = 63$; (b) $Q_f/Q_p = 85$; (1) $\tau_0 = 2,0 Pa$; (2) $\tau_0 = 6,7 Pa$; (3) $\tau_0 = 15,0 Pa$ | 52 |
| Figura 17 –Concentração de partículas sólidas em função do número de Hedström..... | 53 |
| Figura 18 – concentração de partículas sólidas em função do número de Hedström. (a) $Q_f/Q_p = 63$; (b) $Q_f/Q_p = 85$ | 54 |
| Figura 19 –Concentração de partículas em função da razão Q_f/Q_p | 55 |
| Figura 20 – Razão $\Delta p/(\rho f u_f^2)$ em função do número de Hedström. (a) $Q_f/Q_p = 63$; (b) $Q_f/Q_p = 85$ | 56 |
| Figura 21 – Critério de parada por meio da análise da concentração de partículas sólidas em função do tempo de simulação | 57 |
| Figura 22 – Visualização das partículas sólidas no interior da tubulação completa..... | 64 |

SUMÁRIO

| | | |
|----------------|--|-----------|
| 1 | INTRODUÇÃO | 10 |
| 1.1 | Objetivo | 11 |
| 1.1.1 | Objetivo geral | 11 |
| 1.1.2 | Objetivos específicos | 12 |
| 1.2 | Justificativa | 12 |
| 2 | REFERENCIAL TEÓRICO | 13 |
| 2.1 | Escoamento líquido-sólido | 13 |
| 2.1.1 | Regimes de escoamento | 13 |
| 2.1.2 | Modelo reológico não-newtoniano | 14 |
| 2.1.3 | Velocidades de transição | 15 |
| 2.2 | Transporte de cascalho na perfuração de poços | 16 |
| 2.2.1 | Influência da reologia do fluido de transporte | 17 |
| 2.2.2 | Influência da velocidade do escoamento | 18 |
| 2.3 | Modelagem para escoamento bifásico | 18 |
| 2.3.1 | Classificação de escoamentos bifásicos | 18 |
| 2.3.2 | Métodos de descrição | 19 |
| 2.3.3 | Descrição da fase contínua | 20 |
| 2.3.4 | Descrição da fase sólida | 20 |
| 2.4 | Modelagem matemática | 20 |
| 2.4.1 | Equações da fase contínua | 21 |
| <u>2.4.1.1</u> | <u>Modelo Herschel - Bulkley</u> | <u>23</u> |
| 2.4.2 | Equações da fase sólida | 24 |
| <u>2.4.2.1</u> | <u>Forças de contato</u> | <u>25</u> |
| <u>2.4.2.2</u> | <u>Forças de corpo</u> | <u>29</u> |
| 2.4.3 | Grupos adimensionais | 31 |
| 2.5 | Modelagem numérica | 33 |
| 2.5.1 | Discretização e solução das equações de balanço | 33 |
| 2.5.2 | Discretização temporal da fase líquida | 36 |
| 2.5.3 | Passo de tempo da fase sólida | 37 |
| 2.5.4 | Acoplamento CFD-DEM | 39 |
| 3 | METODOLOGIA | 42 |
| 3.1 | Conjunto de simulações | 42 |
| 3.2 | Geometria do problema | 43 |

| | | |
|-----|--|----|
| 3.3 | Condições iniciais e de contorno | 44 |
| 4 | RESULTADOS..... | 47 |
| 4.1 | Calibração do método de elementos discretos (DEM)..... | 47 |
| 4.2 | Visualização dos resultados | 50 |
| 4.3 | Influência da tensão limite de escoamento do fluido..... | 53 |
| 4.4 | Influência do índice de lei de potência | 54 |
| 4.5 | Influência da vazão..... | 55 |
| 4.6 | Avaliação da queda de pressão | 56 |
| 4.7 | Critério de parada para as simulações | 57 |
| 5 | CONCLUSÃO | 58 |
| | REFERÊNCIAS..... | 60 |
| | APÊNDICE A – VISUALIZAÇÃO DE RESULTADOS COMPLEMENTAR | 63 |

1 INTRODUÇÃO

O estudo da influência de parâmetros do escoamento no transporte de partículas carregadas por fluidos é de grande importância para aplicações em processos industriais, como na mineração, indústrias de carvão, química, petroquímica, farmacêutica e alimentícia. Tendo em vista essa importância, o uso de simulações computacionais pode ser de grande auxílio na previsão de quais parâmetros são de maior relevância para o transporte de partículas (EESA; BARIGOU, 2009).

Sob a visão da mecânica dos fluidos, o transporte de partículas em fluido é classificado como escoamento bifásico líquido-sólido, onde o material particulado constitui a fase dispersa, definida por elementos discretos não interconectados, e o fluido de transporte é admitido como fase contínua, definida por elementos continuamente conectados. A fim de categorizar o escoamento líquido-sólido pode-se usar os padrões de escoamento, os quais variam de acordo com as propriedades das partículas em relação às do líquido, sendo suas variações os regimes homogêneo, heterogêneo, heterogêneo com leito estacionário ou heterogêneo com leito em movimento (CROWE, 2006).

Sendo que os padrões que apresentam formação de leito estacionário ou em movimento são indesejados. Por exemplo, em situações de interrupção parcial ou total do escoamento, pode ocorrer eventual deposição de partículas no interior da tubulação devido à ação da gravidade, e em dutos que possuem excentricidade, as regiões anulares de menor área aumentam a possibilidade de acúmulo de partículas devido à menor vazão. Assim, surge a necessidade de que o fluido apresente capacidade de manter as partículas em suspensão (CASARIN, 2021).

Nesse contexto, entram os fluidos não newtonianos de comportamento viscoplástico, que não sofrem deformação abaixo de certo limite de tensão de escoamento e apresentam comportamento não linear entre a aplicação de tensão e deformação. Em conjunto com as propriedades da fase discreta, as características reológicas da fase contínua aumentam a complexidade da descrição dos fenômenos, sendo fundamental determinar a influência dos parâmetros no funcionamento do sistema.

Em suma, uma área que une o transporte de partículas por meio do escoamento bifásico e fluidos não newtonianos é o setor de perfuração de poços petrolíferos. Em virtude de o transporte de partículas de cascalho formado pela ação da ferramenta de perfuração resultar em escoamento que pode ser descrito como líquido-sólido, onde o fluido de perfuração caracterizado por um modelo não newtoniano, carrega as partículas sólidas de cascalho através do espaço anular que existe entre as paredes internas do poço e as paredes externas da coluna de perfuração (PANG et al., 2023).

Devido ao fato de que o processo de escoamento do fluido de perfuração carregando partículas de cascalho é caracterizado por diversas complexidades, incluindo diferentes regimes de escoamento, interação entre fases e reologia complexa, e também associado aos avanços da capacidade computacional, técnicas de simulação computacional têm emergido como ferramentas com grande potencial para prever o comportamento e influência de parâmetros, oferecendo uma rota viável para investigação numérica de escoamentos multifásicos para diversas aplicações na engenharia (YANG et al., 2024).

Com o intuito do uso dessa ferramenta, dentre os métodos numéricos disponíveis, que combinam um método discreto para as partículas e um modelo contínuo para o fluido, chamado de método euleriano-lagrangiano, o escolhido foi o acoplamento da fluidodinâmica computacional (CFD) e do método dos elementos discretos (DEM), pois é capaz de modelar a interação entre partículas e anteparos sólidos, além de características do escoamento (P. A. CUNDALL; O. D. STRACK, 1979) e também é considerado menos custoso computacionalmente se comparado a outros métodos como a simulação numérica direta (DNS) (COCCO et al., 2017).

1.1 Objetivo

1.1.1 Objetivo geral

Este trabalho visa a caracterização do escoamento líquido-sólido por meio do esquema de acoplamento CFD-DEM para partículas imersas em fluido viscoplástico em duto de seção anular excêntrica com rotação, com o objetivo de compreender a influência de parâmetros sob a capacidade de carregamento das partículas

1.1.2 Objetivos específicos

Os objetivos específicos são definidos a seguir:

- Utilizar o *software* comercial *STAR-CCM+* (SIEMENS, 2023) para realização das simulações;
- Visualizar o leito de partículas sólidas e realizar sua categorização de acordo com o regime de escoamento;
- Analisar a influência da variação dos parâmetros reológicos tensão limite de escoamento e índice de lei de potência na capacidade de carregamento das partículas sólidas pela fase fluida;
- Analisar a influência da vazão e por consequência velocidade do escoamento na capacidade de transporte de partículas sólidas;
- Avaliar a queda de pressão ao longo da tubulação.

1.2 Justificativa

Em primeiro lugar, sistemas de transporte de cascalho em fluidos não newtonianos não foram amplamente estudados na literatura, sendo que a vasta maioria dos trabalhos e dados disponíveis se trata de escoamento de partículas finas em água. Existe, portanto, uma necessidade clara para o desenvolvimento de uma base de dados e modelos que descrevam o comportamento de partículas de tamanho considerável em fluidos não newtonianos, devido a sua importância para um extenso número de aplicações industriais (EESA; BARIGOU, 2009).

Além disso, a eficiência no transporte de material particulado em poços de petróleo desempenha papel crucial na garantia da segurança e da produtividade das operações. Por consequência, a limpeza de poços de perfuração tem sido uma das principais preocupações de *stakeholders* na indústria de gás e petróleo. Afinal, a ineficiência na limpeza dos poços resulta na formação de leito de partículas que levam à queda da taxa de perfuração, aumento do custo de operação e até mesmo na obstrução dos dutos (ABIMBOLA; CHUKWU; KHAN, 2014).

2 REFERENCIAL TEÓRICO

2.1 Escoamento líquido-sólido

Por definição o escoamento bifásico líquido-sólido é essencialmente uma suspensão de partículas sólidas em um fluido de transporte. Sua classificação em forma de regimes de escoamento engloba a forma homogênea, heterogênea e misturas de ambos. Reologicamente, pode se comportar como um fluido newtoniano ou apresentar propriedades não newtonianas e em contrapartida a uma mistura de apenas uma fase, o escoamento bifásico possui uma velocidade crítica que mantém as partículas sólidas em suspensão (CROWE, 2006).

2.1.1 Regimes de escoamento

Como forma de classificação, os regimes, ou também chamados padrões de escoamento, variam com as propriedades das partículas sólidas relativas as do fluido, sendo sua principal influência a dependência da queda de pressão em relação a taxa do escoamento, assim como a magnitude da queda de pressão (CROWE, 2006).

A divisão inicial proposta por Durand e Condolis (1952), classificava o escoamento bifásicos em dutos horizontais em quatro categorias baseadas no tamanho médio das partículas do seguinte modo:

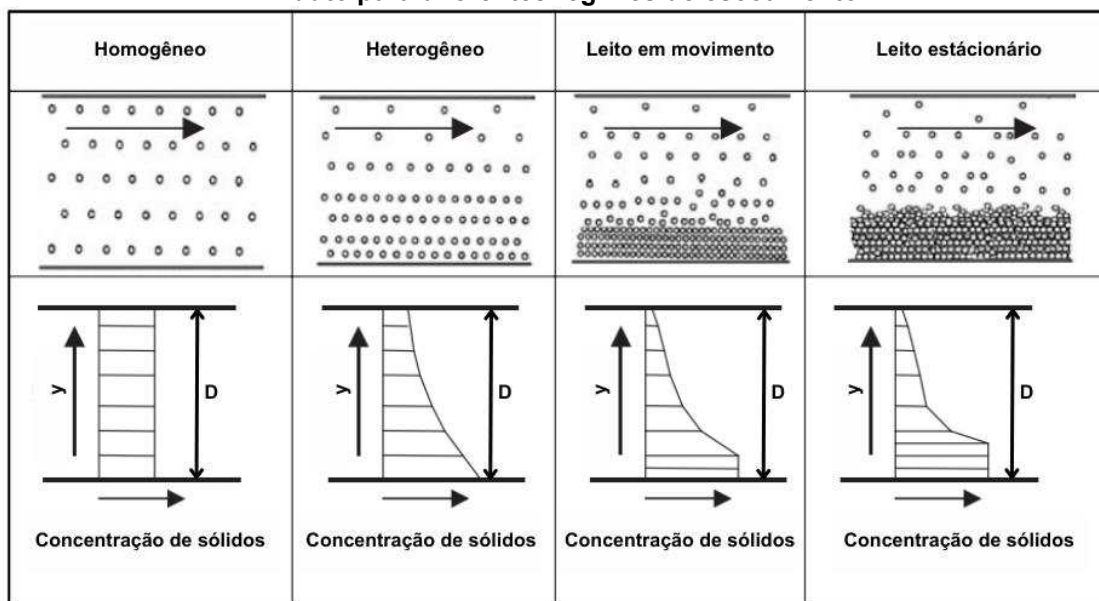
- Suspensão homogênea para partículas menores de 40 μm ;
- Suspensão mantida por turbulência para partículas de 40 μm até 0,15 mm;
- Suspensão com saltação¹ para partículas entre 0,15 mm e 1,5 mm;
- Saltação para partículas maiores que 1,5 mm.

Porém a classificação inicial foi refinada por Thomas (1979) e passou a incluir não apenas o tamanho das partículas, mas também considerar as velocidades terminais e de deposição. Assim a classificação inicial foi ampliada para as categorias representadas na Figura 1 (onde y representa a direção radial e D o diâmetro da tubulação):

- Escoamento homogêneo com todos os sólidos em suspensão;
- Escoamento heterogêneo com todos os sólidos em suspensão;
- Escoamento com leito em movimento;
- Escoamento com leito estacionário.

¹ Saltação é a quando materiais particulados são removidos do leito e transportados por um fluido.

Figura 1 – Ilustração da distribuição de partículas e perfis de concentração de sólidos em um duto para diferentes regimes de escoamento



Fonte: Crowe (2006)

Sendo que o escoamento homogêneo é caracterizado pela distribuição uniforme de partículas no fluido de transporte e tipicamente apresenta uma alta concentração de partículas sólidas com menos de 40 μm de dimensão e com baixa densidade, exibindo comportamento viscoso. Quando o escoamento apresenta alguma forma de separação ou segregação, passa a ser classificado como heterogêneo, onde as partículas são mais grosseiras e de maior densidade.

Sob condições específicas de velocidade pode ocorrer formação de leito, se essa velocidade ainda for suficiente para mover as partículas com menor velocidade de sedimentação, o leito se movimenta, caso contrário, a pressão para manter o escoamento se torna elevada demais, então o leito fica estacionário, eventualmente obstruindo o escoamento no duto (ABULNAGA, 2002; CROWE, 2006).

2.1.2 Modelo reológico não-newtoniano

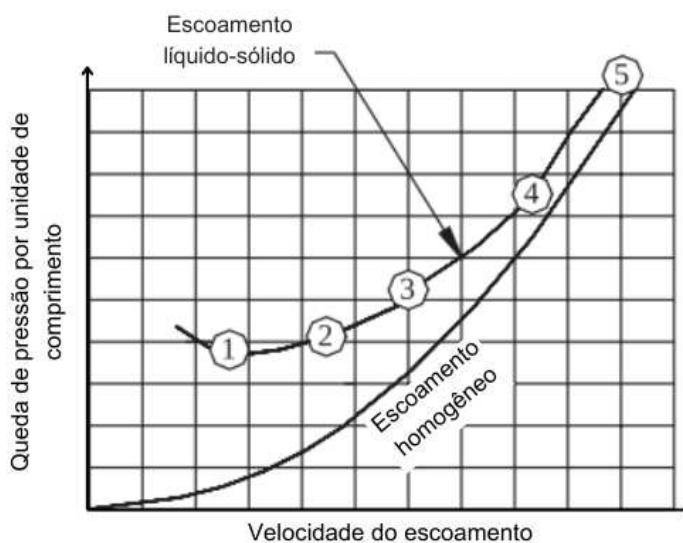
De forma a atender às diversas funções, como limpar o fundo do poço de cascalhos gerados pela perfuração, exercer pressão hidrostática sobre as formações rochosas, estabilizar as paredes do poço, resfriar e lubrificar a coluna de perfuração, a composição dos fluidos de perfuração é uma combinação de adensantes, como bentonita, e um afinante, como lignito. Esse equilíbrio de substâncias confere um comportamento reológico complexo aos fluidos de perfuração (KELESSIDIS et al., 2006; PANG et al., 2018).

Vários modelos reológicos já foram propostos para descrever o comportamento de misturas de bentonita e lignito. Os modelos de dois parâmetros, como Bingham, é um dos mais utilizados, já o modelo de *Power Law* pode ser útil para aproximar um comportamento não newtoniano, porém pode levar a erros significativos quando tratando a tensão limite de escoamento. Por outro lado, modelos de três parâmetros, como Herschel-Bulkley, combinam o comportamento não newtoniano e a tensão limite de escoamento. Apesar da existência de modelos com quatro ou até cinco parâmetros, esses não são amplamente aceitos devido à dificuldade de solução das equações diferenciais de movimento. Assim, o balanço entre precisão e simplicidade dos cálculos é melhor obtido por meio do modelo Herschel-Bulkley (KELESSIDIS et al., 2006; MAGLIONE et al., 2000; OFEI, 2016).

2.1.3 Velocidades de transição

Devido a tendência de sedimentação das partículas sólidas, o escoamento bifásico apresenta diversos padrões de escoamento, os quais podem ser relacionados a velocidade do escoamento, cuja afeta diretamente a queda de pressão na tubulação (CROWE, 2006). A Figura 2 apresenta a relação da queda de pressão e a velocidade do escoamento para dois regimes de escoamento. A linha identificada como escoamento homogêneo representa o comportamento de um fluido como água. Já a linha do escoamento líquido-sólido apresenta comportamentos distintos para as seguintes velocidades de transição:

Figura 2 – Regimes de velocidade para escoamento líquido-sólido



Fonte: Abulnaga (2002)

- V_1 : velocidade na qual, ou acima, em que existe um leito estacionário na porção inferior do duto;
- V_2 : velocidade na qual, ou acima, a mistura começa a se movimentar como uma suspensão heterogênea, com partículas mais grosseiras formando um leito em movimento;
- V_3 ou V_{cr} : velocidade na qual, ou acima, todas as partículas se movem como uma suspensão heterogênea e abaixo os sólidos iniciam sedimentação e formação de leito;
- V_4 : velocidade na qual, ou acima, todas as partículas se movimentam como uma suspensão homogênea.

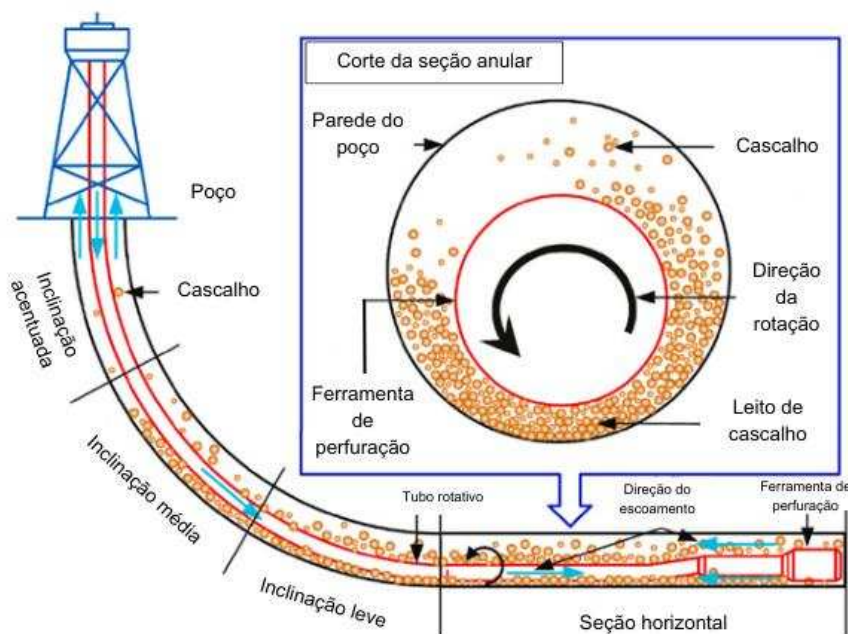
A velocidade ideal para o processo de perfuração deve ser o suficiente para evitar, ou pelo menos limitar, a formação de leito de partículas (OKRAJNI; AZAR, 1986). Portanto, as regiões delimitadas entre V_1 e V_2 não são adequadas para sistemas de escoamento das partículas sólidas. A região em torno de V_3 também não é adequada devido a sua instabilidade, assim velocidades próximas a V_4 são ideais (ABULNAGA, 2002).

2.2 Transporte de cascalho na perfuração de poços

A Figura 3 ilustra o processo de carregamento do cascalho no processo de perfuração de poços petrolíferos, onde o fluido de perfuração não newtoniano é injetado por meio do duto da ferramenta de perfuração até atingir o fundo do poço. O fluido de perfuração então carrega o cascalho até o topo do poço através da seção anular formada pelas paredes do poço perfurado e a ferramenta de perfuração (PANG et al., 2023).

Em seções inclinadas e horizontais o cascalho transportado na seção anular tende a se depositar na parede do poço formando um leito de partículas sólidas. Também existem situações onde a velocidade de injeção do fluido de perfuração diminui ou é interrompido, como é o caso de paradas para manutenção ou substituição de componentes do sistema. Como a remoção inadequada das partículas de cascalho pode gerar problemas custosos para a operação, é importante escolher as condições operacionais mais adequadas para o funcionamento ininterrupto da perfuração.

Figura 3 – Ilustração para transporte de cascalho de tamanhos variados em um poço



Fonte: Pang et al. (2023)

Uma forma de observar a influência dos parâmetros no transporte de partículas é associar a capacidade de limpeza do poço a possibilidade de controle do parâmetro em campo. Parâmetros como a excentricidade, peso da lama de perfuração ou densidade das partículas possuem grande influência sob a capacidade de transportar as partículas sólidas para fora do poço, porém não apresentam a capacidade de serem controladas. Dessa forma, os parâmetros que combinam influência e possibilidade de controle são a vazão e reologia do fluido (NAZARI; HARELAND, 2010).

2.2.1 Influência da reologia do fluido de transporte

A descrição do modelo de Herschel-Bulkley utiliza três parâmetros: a tensão limite de escoamento, o coeficiente de consistência e o índice de lei de potência. O índice, n , indica o quão distante do comportamento newtoniano o fluido se encontra. No campo da perfuração de poços petrolíferos, os fluidos de perfuração mais efetivos possuem comportamento pseudoplástico (que apresentam baixa viscosidade aparente em altos valores de tensão de cisalhamento, ou seja, $n < 1$) devido a sua alta taxa de perfuração e suas vantagens no carregamento de partículas sólidas.

Resultados disponíveis na literatura indicam que para valores entre 0,2 e 0,8 a deposição de partículas é reduzida com o aumento do índice de lei de potência, porém

para valores próximos a 0,2 o transporte das partículas se torna instável, que representa um indicativo de que, apesar do índice de lei de potência menor que um ser adequado, propriedades pseudoplásticas excessivas não são desejadas (PANG et al., 2018; ZENO PHILIP; MUKUL M. SHARMA; MARTIN E. CHENEVERT, 1998).

Quando tratado a tensão limite de escoamento, para experimentos que utilizam os fluidos regidos pelo comportamento de Bingham, indicam que maiores valores de tensão limite de escoamento representam maior capacidade no transporte de partículas. Porém, um aumento mais significativo é observado no aumento da razão entre tensão limite de escoamento e viscosidade plástica (YP/PV) (OKRAJNI; AZAR, 1986).

2.2.2 Influência da velocidade do escoamento

Quanto maior a velocidade do escoamento, maior é a capacidade de transporte de partículas, porém esse valor não pode ser elevado de forma indefinida, devido a possibilidade de perder pressão no poço, e em caso de operação fora da janela de segurança, pode ocasionar problemas como perda de circulação e instabilidade no poço (DOKHANI; MA; YU, 2016; OKRAJNI; AZAR, 1986).

A velocidade do escoamento deve ser suficiente pra prevenir a formação de um leito estacionário ou em movimento, a chamada velocidade crítica, V_{cr} , pois quando um depósito se forma, flutuações nas condições de escoamento podem eventualmente levar a bloqueios. Porém é importante destacar que o escoamento se torna instável perto de velocidades de transição, portanto a velocidade ideal deve ultrapassar V_{cr} para superar a instabilidade e garantir a suspensão de todas as partículas (CROWE, 2006).

2.3 Modelagem para escoamento bifásico

2.3.1 Classificação de escoamentos bifásicos

Para modelar numericamente o escoamento bifásico é importante usar formulações distintas para fases diferentes, portanto, a fase discreta como sendo a constituída de partículas sólidas, cascalho no caso deste estudo, e a fase contínua como um fluido em que as partículas estão imersas, ou seja, o fluido de perfuração. O acoplamento entre as fases pode ser usado para classificar as características do

escoamento, portanto, ajudando a determinar a formulação matemática mais adequada.

A divisão mais ampla trata de escoamentos dispersos e densos, sendo que no disperso os efeitos partícula-fluido (inclui força de arrasto, que reduz a velocidade relativa da partícula) dominam o transporte das partículas e no denso os efeitos partícula-partícula (se refere a dois mecanismos, colisões entre partículas e interações dinâmicas com o fluido) são dominantes. O escoamento disperso pode ser dividido de acordo com o número de vias interagentes:

- Acoplamento de uma via: onde as partículas afetam o fluido, mas o contrário não é verdadeiro;
- Acoplamento de duas vias: onde as partículas afetam o fluido e o fluido afeta as partículas;
- Acoplamento de três vias: onde o efeito que a partícula tem sobre o fluido afeta outras partículas;
- Acoplamento de quatro vias: colisões entre partículas afetam o movimento total das partículas, porém não é o efeito mais influente.

Para o escoamento denso, definido como o acoplamento de quatro vias onde as interações entre partículas e fluido podem ser desprezadas. É dividido em escoamento dominado por colisões (caso de leitos ainda em movimento) e dominadas por contato (caso de leitos estáticos).

2.3.2 Métodos de descrição

As leis aplicadas ao estudo da mecânica dos fluidos podem ser formuladas em termos de volumes de controle infinitesimais ou finitos. No caso dos volumes de controles infinitesimais as equações resultantes são equações diferenciais, a solução dessas equações fornece um resultado detalhado do comportamento do escoamento. Esse método é aplicável quando existe facilidade em acompanhar elementos de massa identificável, como o caso de partículas, sendo esse o método lagrangiano.

Para se utilizar da descrição lagrangiana para analisar o escoamento de uma fase líquida, é necessário considerar que o fluido seria composto de um grande número de partículas, entretanto acompanhar o movimento de todas separadamente se torna impraticável. Portanto, para análise de fluidos convém usar o campo de escoamento, ou também referido como método euleriano, que foca as propriedades

do escoamento em um ponto no espaço como função do tempo (FOX; MCDONALD; PRITCHARD, 2010).

2.3.3 Descrição da fase contínua

Quando escolhida a abordagem do fluido como meio contínuo, a caracterização mais importante é se o escoamento é considerado invíscido ou viscoso, pois isso que determina as equações diferenciais parciais (EDP) que serão resolvidas. Em escoamentos invíscidos², os efeitos quantitativos do atrito sobre superfícies e difusão de vorticidade³ não são de relevância primária e podem ser consideradas desprezíveis, já escoamentos viscosos requerem a inclusão de tensões cisalhantes no equacionamento das EDP e, portanto, na solução numérica.

Os escoamentos podem ser classificados de acordo com a compressibilidade, instabilidade, etc., porém primariamente são classificados como laminar, transicional ou turbulento, pois o número de Reynolds que determina o tratamento matemático (CROWE, 2006).

2.3.4 Descrição da fase sólida

A fase das partículas pode ser descrita usando como referência a descrição lagrangiana, onde cada partícula é representada como uma entidade individual, onde as propriedades (como velocidade e temperatura) são atualizadas ao longo do caminho individual. Como exemplo, inspirado no trabalho de Cundall e Strack (1979), a aplicação do método dos elementos discretos (DEM) se baseia na adaptação da segunda lei de Newton atrelado ao modelo de esferas flexíveis e ao modelo mola-amortecedor para descrever a força de reação entre partículas (CROWE, 2006; KRAMPA, 2009).

2.4 Modelagem matemática

O modelo tridimensional foi preparado para possibilitar as simulações do transporte de cascalho proveniente da perfuração de poços utilizando os métodos de fluidodinâmica computacional (CFD) e o método dos elementos discretos (DEM). Nessa modelagem, algumas considerações foram feitas, como admitir o formato do

² Fluido ideal que não possui viscosidade.

³ Grandeza física que quantifica a rotação de uma partícula.

cascalho com esférico e que a fase dispersa formada pelas esferas de cascalho foi tratada como partículas individuais cujo movimento é governado pela segunda lei de Newton, já a fase contínua foi considerada como fluido incompressível governado pelas equações de Euler. Além das modelagens individuais de cada fase, o acoplamento pode ser descrito por meio da força de arrasto devido ao escoamento.

2.4.1 Equações da fase contínua

As expressões matemáticas que governam o comportamento da fase contínua são a equação de balanço de massa e a equação de quantidade de movimento, expressadas por:

$$\rho_f \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_f) + \rho_f \nabla \cdot (\alpha_f \mathbf{u}_f) = 0 \quad (1)$$

$$\rho_f \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_f \mathbf{u}_f) + \rho_f \nabla \cdot (\alpha_f |\mathbf{u}_f| \mathbf{u}_f) = -\nabla \cdot (p \alpha_f) + \nabla \cdot (\alpha_f \boldsymbol{\tau}) + \alpha_f \rho_f \mathbf{g} - \Psi_{imt} \quad (2)$$

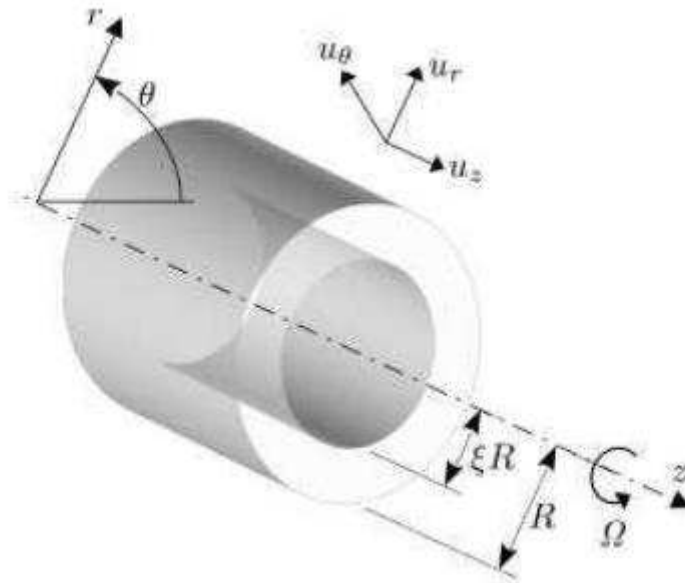
onde t é o tempo, α_f é a fração volumétrica da fase, ρ_f é a densidade do fluido, \mathbf{u}_f é o vetor velocidade do fluido, ∇ é o operador nabla, p é a pressão, $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor tensão viscosa, \mathbf{g} é o vetor aceleração da gravidade e Ψ_{imt} é o termo referente a transferência de quantidade de movimento entre fases.

A presença de partículas sólidas no campo de escoamento da fase contínua é computada por meio da fração volumétrica da fase líquida, dada por:

$$\alpha_f = \frac{Q_f}{Q_f + Q_s} = 1 - \alpha_s \quad (3)$$

em que Q_f e Q_s são as vazões volumétrica das fases líquidas e sólida, respectivamente, e α_s a concentração volumétrica da fase sólida.

Figura 4 – Sistema de coordenadas do modelo



Fonte: Casarin (2021)

Devido ao fato de o duto possuir formato cilíndrico, é justificado o fato de se utilizar o operador vetorial diferencial em coordenadas cilíndricas, ou operador nabla, descrito por:

$$\nabla = \hat{e}_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \hat{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \hat{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (4)$$

onde \hat{e}_r , \hat{e}_θ e \hat{e}_z são os vetores unitários nas direções r , θ e z , respectivamente.

Baseado, portanto, nestes sistemas de coordenadas, o tensor tensão viscosa para o sistema de coordenadas apresentado na Figura 4 é dado por:

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{bmatrix} \tau_{rr} & \tau_{r\theta} & \tau_{rz} \\ \tau_{\theta r} & \tau_{\theta\theta} & \tau_{\theta z} \\ \tau_{zr} & \tau_{z\theta} & \tau_{zz} \end{bmatrix} \quad (5)$$

onde cada τ representa uma tensão que atua sobre o plano normal do primeiro subíndice, direcionada ao longo da direção do segundo subíndice. Sendo que as tensões normais, ou seja, com subíndices iguais, são consideradas nulas.

Além disso, o vetor aceleração gravitacional, que atua apenas na direção r assume a forma:

$$\mathbf{g} = \hat{\mathbf{e}}_r g_r \quad (6)$$

Já o termo de transferência de quantidade de movimento entre as fases líquida e sólida é dada por:

$$\Psi_{imt} = \sum \mathbf{F}_{SL} \quad (7)$$

onde o termo $\sum \mathbf{F}_{SL}$ representa o somatório das forças que atuam sobre a fase sólida, S , devido à ação da fase líquida, L , conforme a relação:

$$\mathbf{F}_{SL} = -\mathbf{F}_{LS} \quad (8)$$

2.4.1.1 Modelo Herschel - Bulkley

Se considerado o fato de que modelo reológico de Herschel-Bulkley é dado como o melhor modelo para descrever o comportamento do fluido de perfuração (MAGLIONE et al., 2000), é imprescindível a compreensão de seus parâmetros, τ_0 , a tensão limite de escoamento do fluido, que representa o valor mínimo de tensão para que o escoamento ocorra, K , o índice de consistência, que indica o grau de resistência ao escoamento do fluido e n , o índice de lei de potência, que indica o comportamento do fluido sob a aplicação de força de cisalhamento.

Para acomodar o fato de que as deformações ocorrem em mais de uma direção, a equação que descreve o comportamento do fluido deve ser apresentada em modo tridimensional, para isso, se utiliza uma função escalar dos invariantes do tensor tensão cisalhante. Além disso, não se utiliza a tensão de cisalhamento como critério de escoamento, e sim a taxa de cisalhamento crítica, $\dot{\gamma}_{crit}$, afinal isso facilita aplicações de cálculo numérico (MACOSKO, 1994).

Para atender os critérios citados, a equação utilizada será a forma constitutiva segundo Macosko (1994):

$$\boldsymbol{\tau} = \left[\frac{\tau_0}{|II_{2D}|^{1/2}} + K |II_{2D}|^{n-1/2} \right] 2\mathbf{D} \text{ se } II_{2D}^{1/2} > \dot{\gamma}_{crit} \quad (9)$$

onde $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor tensão cisalhante, $2\mathbf{D}$ é o tensor da taxa de deformação, cujo trata-se da medida tridimensional adequada da taxa na qual as partes fluidas estão sendo separadas, (MACOSKO, 1994), dado por:

$$2\mathbf{D} = [\nabla \mathbf{u}_f + (\nabla \mathbf{u}_f)^T] \quad (10)$$

e II_{2D} é a segunda invariante do tensor taxa de deformação, dada por:

$$II_{2D} = \frac{1}{2} [(tr \ 2\mathbf{D})^2 - tr(2\mathbf{D})^2] \quad (11)$$

onde \mathbf{u}_f é o vetor velocidade do fluido, tr é o traço do tensor, ou seja, a soma dos elementos da diagonal principal, e T a transposta do vetor.

2.4.2 Equações da fase sólida

O movimento das partículas sólidas carregadas no fluido é conduzido por forças inerciais, força de corpo e forças de superfície que podem ser descritas por meio da segunda lei de Newton, onde o balanço de quantidade de movimento linear e quantidade de movimento angular, são descritas a seguir:

$$M_p \frac{d}{dt} \mathbf{u}_p = \mathbf{F}_C + \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_{SL} \quad (12)$$

$$\mathbf{I}_p \frac{d}{dt} \boldsymbol{\Omega}_p = \mathbf{Y}_p \quad (13)$$

onde M_p representa a massa da partícula e \mathbf{u}_p a velocidade da partícula, as forças \mathbf{F}_C , \mathbf{F}_B e \mathbf{F}_{SL} representam as forças de contato entre partículas e partículas e paredes, as forças de corpo sobre as partículas e as forças de interação entre as fases sólida e líquida, respectivamente, \mathbf{I}_p é o momento de inércia da partícula, $\boldsymbol{\Omega}_p$ a velocidade

angular da partícula e Υ_p o torque que atua sobre as partículas devido a contato adjacente, paredes e fluido.

2.4.2.1 Forças de contato

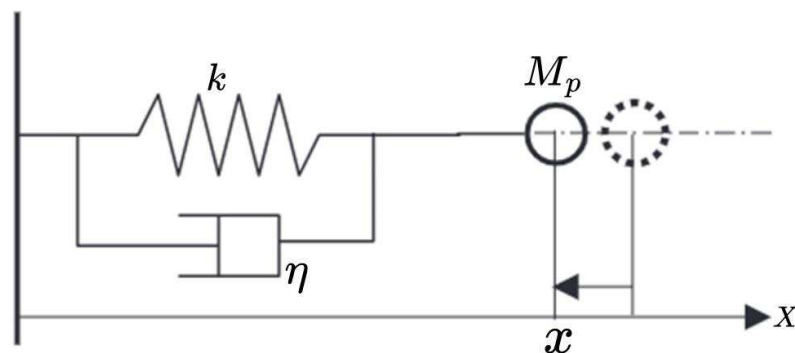
A modelagem matemática das forças de contato pode ser abordada de duas maneiras, o modelo de esferas rígidas (*hard sphere model*) e o modelo de esferas flexíveis (*soft sphere model*). O modelo de esferas rígidas é restrito a aplicações com colisões binárias, de forma que múltiplas colisões não podem ser modeladas por esse método, portanto, o modelo de esferas flexíveis foi utilizado.

O conceito básico do modelo de esferas flexíveis é o mesmo que o da vibração amortecida, representada na Figura 5, a movimentação do corpo de massa M_p é descrito por:

$$M_p \frac{d^2x}{dt^2} + \eta \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (14)$$

onde x é a distância da massa do ponto de equilíbrio, η é o coeficiente de amortecimento do amortecedor e k é a constante de rigidez da mola. Nesse modelo a mola gera a força repulsiva sendo responsável pela resposta elástica e o amortecedor é responsável pela dissipação de parte da energia cinética, garantindo a existência de colisões além da elástica perfeita.

Figura 5 – Sistema massa-mola-amortecedor

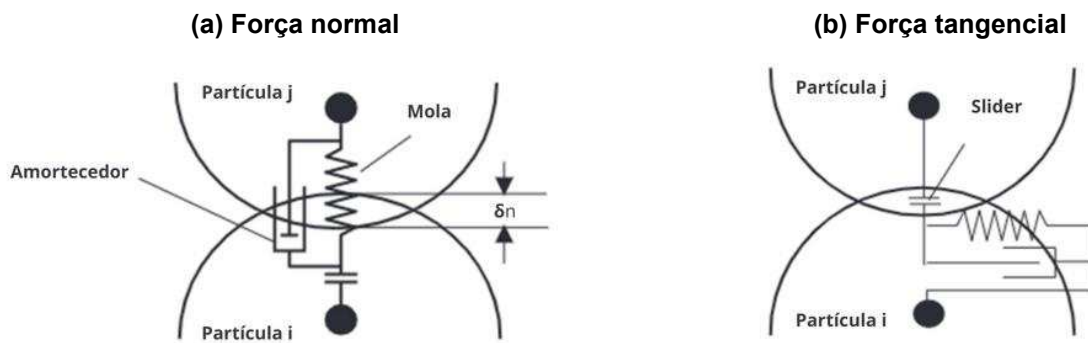


Fonte: Crowe (2006)

No modelo de esferas flexíveis, o mecanismo é usado para descrever a interação entre partículas, onde duas esferas i e j se aproximam e se sobrepõem com

a distância δ correspondente a deformação das partículas. A força normal no ponto de contato é modelada como oscilador mola-amortecedor, como demonstrado pela Figura 6 (a), e a força tangencial é modelada de forma que, para compensar o caso onde a mesma excede o limite de escoamento e as duas partículas escorregam sob a aplicação da força normal, o que resulta na força de fricção, um *slider* é adicionado na modelagem, como na Figura 6 (b) (CROWE, 2006).

Figura 6 – Modelo das esferas flexíveis



Fonte: Crowe (2006)

O *STAR-CMM+* (SIEMENS, 2023) fornece três modelos de contato: Hertz-Mindlin, mola-linear e Walton-Braun. Considerando que o modelo linear mola-amortecedor é o mais eficiente para descrever a força resultante da colisão, \mathbf{F}_c (DI RENZO; DI MAIO, 2004), a força de contato entre duas esferas, i e j , (ou entre uma partícula e uma parede) é descrita por:

$$\mathbf{F}_c = F_n \mathbf{n} + F_t \mathbf{t} \quad (15)$$

onde \mathbf{n} e \mathbf{t} representam os vetores unitários relativos às direções normal e tangencial, F_n e F_t são as magnitudes das componentes normal e tangencial descritas a seguir:

$$F_n = -K_n \delta_n - N_n u_n \quad (16)$$

$$F_t = \begin{cases} -K_t \delta_t - N_t u_t & \text{se } |K_t \delta_t| < |K_n \delta_n| C_{fs} \\ \frac{|K_n \delta_n| C_{fs} \delta_t}{|\delta_t|} & \text{se } |K_t \delta_t| \geq |K_n \delta_n| C_{fs} \end{cases} \quad (17)$$

em que os subíndices n e t indicam propriedades normais e tangenciais, δ_n e δ_t são as sobreposições, u_n e u_t os componentes da velocidade na superfície da partícula no ponto de contato, K_n , K_t , são as constantes de rigidez, N_n e N_t são os coeficientes de amortecimento e C_{fs} o coeficiente de atrito estático.

Se utilizada a analogia com o sistema massa-mola-amortecedor, Figura 5, e o processo de sobreposição do modelo de esferas flexíveis, Figura 6, exige a determinação das constantes de rigidez relativas ao par de contato. A componente normal, K_n , relativa à sobreposição na direção normal, δ_n , é dada por:

$$K_n = \frac{4}{3} E_{eq} \sqrt{\delta_n R_{eq}} \quad (18)$$

e a componente tangencial, K_t , relativa a direção tangencial, δ_t , é dada por:

$$K_t = 8G_{eq} \sqrt{\delta_t R_{eq}} \quad (19)$$

onde o subíndice eq representa equivalente, que trata de unificar as propriedades individuais de cada partícula, E_{eq} é o módulo de Young, G_{eq} é o módulo de cisalhamento e R_{eq} o raio, dados respectivamente por:

$$\frac{1}{E_{eq}} = \frac{(1 - \nu_i^2)}{E_i} + \frac{(1 - \nu_j^2)}{E_j} \quad (20)$$

$$\frac{1}{G_{eq}} = \frac{2 - (2 - \nu_i)(1 + \nu_i)}{E_i} + \frac{2 - (2 - \nu_j)(1 + \nu_j)}{E_j} \quad (21)$$

$$R_{eq} = \frac{1}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_j}} \quad (22)$$

onde os índices i e j se referem as propriedades de cada partículas, ν_i e ν_j são os coeficientes de Poisson, E_i e E_j são os módulos de Young e G_i e G_j são os módulos de cisalhamento e R_i e R_j são os raios.

Para criar a possibilidade de colisões que não exclusivamente as elásticas perfeitas, as interações entre as partículas devido aos fenômenos de atrito e contato, dissipam uma parcela da energia, atuando de forma a amortecer a colisão, fenômeno modelado a partir de um amortecedor, como na Figura 6. Assim a capacidade de amortecimento na direção normal, N_n , é dada por:

$$N_n = 2N_{n\text{ amort}}\sqrt{K_n M_{eq}} \quad (23)$$

e a capacidade de amortecimento na direção tangencial é dada de forma similar por:

$$N_t = 2N_{t\text{ amort}}\sqrt{K_t M_{eq}} \quad (24)$$

onde é M_{eq} a massa equivalente, $N_{n\text{ amort}}$ e $N_{t\text{ amort}}$ são os coeficientes de amortecimento normal e tangencial. Sendo a massa dado por:

$$M_{eq} = \frac{1}{\frac{1}{M_i} + \frac{1}{M_j}} \quad (25)$$

onde M_i e M_j se referem a massa de cada partícula.

Já os coeficientes de amortecimento são descritos a seguir:

$$N_{n\text{ amort}} = \frac{-\ln(C_{n\text{ rest}})}{\sqrt{\pi + \ln(C_{n\text{ rest}})^2}} \quad (26)$$

$$N_{t\text{ amort}} = \frac{-\ln(C_{t\text{ rest}})}{\sqrt{\pi + \ln(C_{t\text{ rest}})^2}} \quad (27)$$

neste caso, $C_{n\text{ rest}}$ e $C_{t\text{ rest}}$ são os coeficientes de restituição normal e tangencial respectivamente. Esses coeficientes são dados pela razão entre a velocidade anterior e posterior a colisão, de forma normal e tangencial. É importante destacar que, para velocidades de colisão suficientemente baixas, os coeficientes tendem a 1,0, pois a deformação dos elementos em contato permanece no campo elástico (JOHNSON, 1985).

As equações apresentadas modelam a colisão entre o par de partículas i e j , porém para modelar a colisão entre a partícula i e a parede j basta considerar o raio $R_j \rightarrow \infty$ e a massa $M_j \rightarrow \infty$, dessa forma o raio equivalente é reduzido ao raio da partícula i , $R_{eq} = R_i$ e a massa equivalente é reduzida ao raio da partícula i , $M_{eq} = M_i$.

2.4.2.2 Forças de corpo

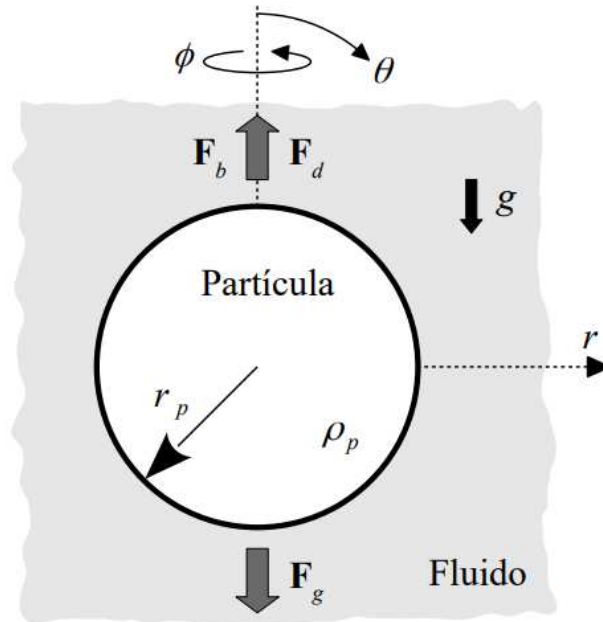
As partículas que estão em movimento no fluido de transporte estão sujeitas a forças, como ilustrado na Figura 6, advindas da interação das fases sólida e líquida, tais forças como o arrasto e o empuxo, que atuam no sentido oposto da velocidade do fluido, e também a força gravitacional, resultado da gravidade local (CASARIN, 2021).

Considerando que a força de arrasto é uma função da redução de velocidade nas áreas de fronteira da partícula e que possui duas componentes, o arrasto de pressão que atua de forma normal à superfície e o arrasto de atrito, fruto da tensão de cisalhamento que atua de forma tangencial à superfície, a força de atrito total, portanto, é dada por:

$$\mathbf{F}_d = \frac{1}{2} \rho_f C_d A_p |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \quad (28)$$

onde C_d é o coeficiente de arrasto da partícula, A_p a projeção normal da área da partícula na direção da velocidade do fluido e o termo $(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p)$ representa a velocidade relativa da partícula.

Figura 7 - Forças de corpo que atuam sobre uma partícula imersa em fluido



Fonte: Casarin (2021)

Na literatura diversas tentativas foram propostas para descrever o coeficiente de arrasto, C_d , porém, considerando as características do presente trabalho, a correlação que descreve partículas esféricas imersas em fluido Herschel-Bulkley, segundo Beaulne e Mitsoulis (1997) é dada por:

$$C_d = \frac{24}{Re_{p,HB}} (1 + 0,15Re_{p,HB}^{0,687}) \quad (29)$$

onde $Re_{p,HB}$ representa o número de Reynolds generalizado para a partícula imersa em fluido Herschel-Bulkley, conforme a relação a seguir:

$$Re_{p,HB} = \frac{Re_{p,PL}}{1 + \frac{7\pi}{24} Bn_{p,HB}} \quad (30)$$

em que $Re_{p,PL}$ representa o número de Reynolds generalizado para uma partícula imersa em fluido de lei de potência e $Bn_{p,HB}$ o número de Bingham generalizado para uma partícula imersa em fluido Herschel-Bulkley, respectivamente dados por:

$$Re_{p,PL} = \frac{\rho_f d_p^n |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p|^{2-n}}{K} \quad (31)$$

$$Bn_{p,HB} = \frac{\tau_0}{K} \left(\frac{d_p}{|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p|} \right)^n \quad (32)$$

Já a força gravitacional, função da gravidade local e a força de empuxo, função do volume deslocado de fluido, são dadas respectivamente por:

$$\mathbf{F}_g = \rho_p V_p \mathbf{g} \quad (33)$$

$$\mathbf{F}_b = \rho_f V_p \mathbf{g} \quad (34)$$

onde V_p representa o volume da partícula.

2.4.3 Grupos adimensionais

O uso de grupos adimensionais possibilita condensar informações sobre as características físicas de um problema, reduzindo o número de experimentos e cálculos necessários para compreensão da influência de parâmetros específicos. A determinação dos grupos adimensionais depende das condições de escoamento e das propriedades do fluido (FOX; MCDONALD; PRITCHARD, 2010).

O número de Reynolds, por exemplo, representa a relação entre forças inerciais e viscosas do escoamento e é utilizado para delimitar regimes de escoamento laminar, turbulento e transicional. A fórmula que considera a tensão limite de escoamento, τ_0 , para fluidos Herschel-Bulkley é dado por Thompson e Soares (2016):

$$Re_{HB} = \frac{\rho_f |\mathbf{u}_f|^2}{\tau_0 + K \left(\frac{|\mathbf{u}_f|}{L} \right)^n} \quad (35)$$

Para possibilitar a análise da influência do índice de lei de potência, n , de maneira mais direta e também explora a razão entre a magnitude da tensão limite de escoamento e a tensão viscosa do fluido. O número de Bingham generalizado para

fluidos que obedecem ao ajuste de Herschel-Bulkley é dado por Beaulne e Mitsoulis (1997):

$$Bn = \frac{\tau_0}{K \left(\frac{|\mathbf{u}_f|}{L} \right)^n} \quad (36)$$

Já o número de Hedström é considerado o mais adequado para descrição do comportamento de fluidos viscoplástico, afinal combina o efeitos plástico-inerciais e as tensões viscosas em único número, é obtido a partir da multiplicação do número de Reynolds e o número de Bingham, conforme a equação a seguir (ABULNAGA, 2002):

$$He = \frac{\rho_f \tau_0 L^2}{K^2} \quad (37)$$

Se considerado que o fenômeno de rotação está presente, é necessário levar em conta os efeitos associados à velocidade do fluido na direção tangencial, $u_{f,\theta}$. O grupo adimensional responsável por caracterizar as instabilidades geradas por rotação é o número adimensional de Taylor, que representa a razão entre forças inerciais e forças viscosa e para o caso de um fluido pseudoplástico, a correlação mais adequada é descrita por Coronado-Matutti, Mendes e Carvalho (2004):

$$Ta = \frac{\rho_f \Omega \xi R (R - \xi R)}{\eta(\dot{\gamma}_c)} \quad (38)$$

para $\dot{\gamma}_c$ a taxa de deformação crítica, descrita a seguir:

$$\dot{\gamma}_c = \frac{\Omega \xi R}{R - \xi R} \quad (39)$$

e η , a função viscosidade aparente, dada por:

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}_c + K \dot{\gamma}_c^{(n-1)}} \quad (40)$$

2.5 Modelagem numérica

2.5.1 Discretização e solução das equações de balanço

Métodos numéricos, que incluem o método de elementos finitos, transformam modelos matemáticos em sistemas algébricos de equações e essa transformação envolve discretização das equações no espaço e tempo. Para problemas transientes, o tempo físico é subdividido em um número arbitrário de subintervalos chamados de passo de tempo.

As equações de conservação podem ser generalizadas para qualquer propriedade, ϕ , em termos de uma equação de transporte genérica, essa composta por um termo transiente, um termo convectivo, um termo difusivo e um termo fonte, como apresentado na respectiva ordem apresentada na equação a seguir:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_A \rho \mathbf{u} \phi \cdot d\mathbf{a} = \int_A \Gamma \nabla \phi d\mathbf{a} + \int_V S_\phi dV \quad (41)$$

onde V denota o volume de controle, A é a área da superfície de controle e $d\mathbf{a}$ denota o vetor de superfície.

Termo convectivo

O termo convectivo discretizado em uma face pode ser descrito por:

$$(\phi \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{a})_f = \dot{m}_f \phi_f \quad (42)$$

onde \dot{m}_f representa a vazão de massa na face.

A maneira na qual o valor da propriedade genérica, ϕ_f , é computada das células de valor tem um profundo efeito na estabilidade e na acurácia do esquema numérico. No presente trabalho, o esquema *upwind* de segunda ordem foi escolhido, o valor nominal da propriedade genérica é igual ao valor do termo convectivo do centro da célula à montante (relativo ao sentido da velocidade normal).

Termo difusivo

O termo difusivo através das faces de uma célula pode ser discretizado como:

$$D_f = (\Gamma \nabla \phi \cdot \mathbf{a})_f \quad (43)$$

onde Γ é a difusividade da face, $\nabla \phi_f$ é o gradiente da propriedade ϕ . Assim o programa utiliza um esquema de segunda ordem na solução dos termos difusivos.

Termo transiente

Para simulações transientes, o tempo é uma coordenada adicional. Processos numéricos requerem que essas coordenadas seja discretizada em adição a discretização espacial, isso é, que o intervalo total de tempo seja subdividido em passos de tempo. O esquema de integração utilizado foi o implícito de Euler de primeira ordem, que aproxima o termo transiente utilizando a solução no nível de tempo atual, $n + 1$, e o do nível anterior, n .

Acoplamento pressão-velocidade

Mediante a escolha do *segregated flow solver*, as equações de balanço de massa e conservação de momento são resolvidas de maneira sequencial. Dos métodos de acoplamento pressão-velocidade oferecido pelo programa, o escolhido foi o esquema SIMPLE associados a fatores de subrelaxação para evitar divergência no processo de correção de pressão.

Sendo o procedimento realizado pelo programa:

1. Definir as condições de contorno;
2. Estima o gradiente de pressão, p^n ;
3. Resolve a equação de momento discretizada
 - a. Isso cria o campo de velocidade intermediário, v^n ;
4. Computa a vazão de massa não corrigida, \dot{m}_f^n , nas faces;
5. Calcula a equação de correção da pressão:
 - a. Esse procedimento produz valores de pressão corrigida, p' ;
6. O campo de pressão atualizado é então dado por:

$$p^{n+1} = p^n + \omega p' \quad (44)$$

onde ω é o fator de subrelaxação, cujo assume o valor de 0,8 para velocidade e 0,2 para pressão, evitando divergências no processo de correção das equações.

7. Atualiza as correções da pressão;
8. Corrige a vazão de massa nas face por meio de:

$$\dot{m}_f^{n+1} = \dot{m}_f^n + \dot{m}_f' \quad (45)$$

9. Corrige a velocidade das células por meio de:

$$\mathbf{v}_p^{n+1} = \mathbf{v}_p^n - \frac{V \nabla p'}{\mathbf{a}_p'^v} \quad (46)$$

onde $\nabla p'$ é o gradiente de pressão corrigido, $\mathbf{a}_p'^v$ é o vetor de coeficientes central para a equação discretizada da velocidade e V é o volume da célula.

10. Atualiza a densidade de acordo com as mudanças de pressão;
11. Limpa todo o armazenamento temporário.

Resolução dos sistemas lineares

Como o SIMPLE é um método iterativo, não há necessidade para métodos diretos de solução, portanto um método iterativo como o de Gauss-Seidel é de precisão suficiente (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Considerando que os cálculos do acoplamento pressão-velocidade resultam em um sistema linear generalizado é dado por:

$$A \mathbf{x} = \mathbf{b} \quad (47)$$

representando as equações algébricas para cada célula, onde A corresponde a matriz de coeficientes do sistema linear, o vetor \mathbf{x} representa a variável desconhecida em cada célula e o vetor \mathbf{b} representa os resíduos para célula.

Assim a resolução dos sistemas lineares de equações foi realizada por meio da visita de cada célula de forma sequencial, atualizando o valor de x_i em cada célula i utilizando os coeficientes de suas n células vizinhas por meio da seguinte relação:

$$x_i = \frac{1}{A_{i,i}} (b - \sum_{vizinhos,n} A_{i,n} x_n) \quad (48)$$

sendo que no método de Gauss-Seidel utiliza os valores mais atualizados, resultando em uma convergência mais rápida se comparada com outros métodos, como o de Jacobi.

O erro da n -ésima iteração é definido por:

$$e^n = x - x^n \quad (49)$$

onde x representa a exata solução. Já o resíduo, ou grau a qual o resultado satisfaz a equação discretizada, é dado por:

$$r^n = b - Ax^n \quad (50)$$

Assim as iterações continuam até que o resíduo atinja um valor pequeno, porém os valores podem variar amplamente em valor absoluto, portanto, é utilizado um resíduo normalizado. Valores abaixo de 10^{-3} indicam boa convergência dos resultados (SIEMENS, 2019), utilizando essa diretriz, o resíduo normalizado utilizado foi de 10^{-4} . Dessa forma, o erro também é levado a um valor pequeno.

2.5.2 Discretização temporal da fase Líquida

A estimativa do passo de tempo, Δt_f , a ser utilizado na solução das equações de balanço da fase fluida é parte do esquema de Crank-Nicolson dado por (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007):

$$\Delta t_f < \frac{\rho_f (\Delta x)^2}{\Gamma} \quad (51)$$

onde x é o menor comprimento da célula da malha de volumes finitos.

2.5.3 Passo de tempo da fase sólida

Na escolha do passo de tempo para a fase sólida, especificamente para o *software STAR-CCM+* (SIEMENS, 2023), existem duas possibilidades de passos de tempo. Um interno determinado pelo *solver* do programa que é usado para integrar as equações de movimento, necessário para capturar com acurácia a dinâmica das partículas.

Esse passo de tempo interno é determinado através da escolha do valor crítico entre três critérios, um relacionado a geração e propagação de ondas de choque mecânicos, denominadas ondas de Rayleigh, um critério de tempo limite da duração do impacto perfeitamente elástico entre duas esferas e um critério geométrico.

Para o critério de Rayleigh é levado em conta o tempo que a onda de choque leva ao se propagar através da superfície da esfera entre polos opostos, Figura 8, cujo é calculado por meio de:

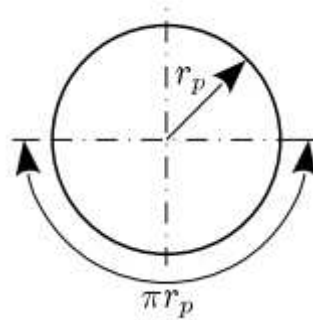
$$\tau_1 = \pi \frac{r_p}{u_{Rayleigh}} \quad (52)$$

onde r_p é o raio da partícula e $u_{Rayleigh}$ a velocidade de propagação da onda elástica de Rayleigh, cujo utiliza propriedades da partícula por meio da fórmula:

$$u_{Rayleigh} = \frac{0,87 + 1,12\nu_p}{1 + \nu_p} \sqrt{\frac{G_p}{\rho_p}} \quad (53)$$

para ν_p , G_p e ρ_p o coeficiente de Poisson, módulo de cisalhamento e densidade da partícula respectivamente.

Figura 8 – Distância de propagação da onda de choque



Fonte: Casarin (2021)

Além da propagação de ondas, a duração do tempo de impacto perfeitamente elástico entre duas partículas admitido a teoria de contato de Hertz de acordo com:

$$\tau_2 = 2,94 \left(\frac{5\sqrt{2}\pi\rho_p}{4} \frac{1 - v_p^2}{E_p} \right)^{\frac{2}{5}} \frac{R_p}{\sqrt[5]{u_{impacto}}} \quad (54)$$

onde E_p é o módulo de elasticidade da partícula e $u_{impacto}$ a velocidade de impacto entre partículas. Porém, no mínimo dez passos de tempo são requeridos para fornecer uma solução para colisão.

O último critério para o passo de tempo do DEM é geométrico, baseado na suposição de que as partículas não devem ser mover grandes distâncias entre passos de tempo, de forma que para se movimentar a distância de um raio, a partícula deve levar no mínimo dez passos de tempo, assim:

$$\tau_3 = \left(\frac{R_p}{v_p} \right) \quad (55)$$

O passo de tempo final deve ser definido pelo menor valor entre τ_1 , τ_2 e τ_3 . Na prática τ_1 é o fator limitante enquanto τ_2 e τ_3 restringem apenas partículas que se movem com altas velocidades.

Já a segunda opção de passo de tempo, permite ao usuário selecionar o valor mais adequado, podendo fornecer um controle fino do comportamento das partículas e ser utilizado para ajustar o balanço entre a acurácia e a eficiência computacional da simulação. O valor utilizado é obtido de dados experimentais e empíricos disponíveis

na literatura. A possibilidade que foi utilizada na calibração do DEM (RACKL; HANLEY, 2017) é dada por:

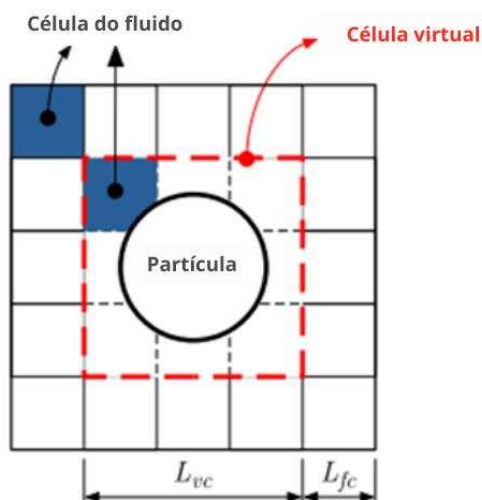
$$\tau = \frac{\pi r_p}{0,1631\nu_p + 0,8766} \sqrt{\frac{\rho_p}{G_p}} \quad (56)$$

2.5.4 Acoplamento CFD-DEM

Na Figura 9, é apresentado o modelo de malha virtual, também chamada de *two-grid*, esquema utilizado para basear as equações que expressam o acoplamento entre as fases fluidas e discretas. Sendo que as equações de balanço da fase contínua solucionadas por meio do método dos volumes finitos e sua discretização ocorre nas células do fluido, de comprimento L_{fc} , e a modelagem da fase sólida ocorre na malha virtual de comprimento L_{vc} , que contém um grupo das células da malha do fluido.

As forças de interação entre as fases são calculadas na célula virtual e a contribuição de momento é distribuída nas células do fluido considerando a fração volumétrica, α_f , da fase líquida. Já o campo de velocidade é calculado na célula do fluido, porém mapeado na célula virtual com o propósito de promover a transferência da quantidade de movimento e energia entre fases. De forma inversa, na fase sólida, a transferência de quantidade de movimento, energia e fração volumétrica são calculados na célula virtual e mapeadas nas células do fluido (DEB; TAFTI, 2013).

Figura 9 – Esquema da malha para acoplamento CFD-DEM



Fonte: Casarin et al. (2022)

Para correlacionar os comprimentos das células do fluido e das células virtuais, o parâmetro *cell cluster scale*, ccs , é utilizado, sendo que esse é definido como o múltiplo comprimento da maior célula da malha do fluido e se relaciona com o comprimento da célula virtual por meio de:

$$L_{vc} = ccsL_{fc} \quad (57)$$

Já a fração volumétrica da fase sólida dentro da célula virtual é dada por:

$$\alpha_{s,vc} = \frac{1}{V_{vc}} \sum_{N_p} V_p \quad (58)$$

para V_{vc} o volume da célula da malha virtual, N_p o número de partículas no interior da célula da malha virtual e V_p o volume da partícula.

A fração volumétrica da fase sólida é elevada nas células do fluido no início da sedimentação, o que contribui para instabilidades, devido a perturbação introduzida pelo termo de transferência de quantidade de movimento e pela baixa fração volumétrica do fluido, α_f . As perturbações são responsáveis por aumentar o resíduo numérico e promover instabilidades no processo de resolução.

O tamanho da perturbação é dependente do nível do acoplamento CFD-DEM, e no caso de fluidos viscoplástico, essa interação é considerada forte, portanto, de forma a garantir a possibilidade de resultados numéricos confiáveis, a fração volumétrica da fase sólida deve ser reduzida. O parâmetro conhecido como fator de subrelaxação γ é o responsável por reduzir a fração volumétrica durante as iterações iniciais que correspondem ao processo de injeção das partículas e se correlaciona com a seguinte fórmula (KOHLEN; RÜGER; SOMMERFELD, 1994):

$$\alpha_s^{i+1} = \gamma\alpha_{s,vs}^{i+1} + (1 - \gamma)\alpha_s^i \quad (59)$$

onde α_s^{i+1} e α_s^i são a fração volumétrica da fase sólida transferida à fase contínua na iteração $(i + 1)$ e i respectivamente, e $\alpha_{s,vs}^{i+1}$ é a fração volumétrica da fase sólida na célula de malha virtual na iteração $(i + 1)$.

A transferência de informação da fração volumétrica do fluido das células virtuais para as células do fluido é dada por:

$$\alpha_{f,fc} = M_{v \rightarrow f}\{\alpha_f\} \quad (60)$$

onde $\alpha_{f,fc}$ é a concentração volumétrica da fase líquida contida nas células fluidas dentro de uma célula virtual e $M_{v \rightarrow f}\{\}$ a função mapeamento da malha virtual para malha fluida, que para o seguinte trabalho assume o valor de $M_{v \rightarrow f} = 1$ (DEB; TAFTI, 2013), assim:

$$\alpha_{f,fc} = \alpha_f \quad (61)$$

O fator de subrelaxação, γ , varia entre valores de zero a um e para pequenos valores próximos a zero, a fração volumétrica da fase sólida é mínima nas iterações iniciais e converge para o valor constante com o progresso das iterações. O uso de valores baixos é essencial para obter estabilidade e acurácia na modelagem numérica de partículas sedimentando em fluido viscoplástico, especialmente os com altos valores de tensão limite de escoamento, τ_0 (CASARIN et al., 2022).

Segundo dados disponíveis na literatura, valores de $3/8$ do diâmetro da partícula para o comprimento da célula fluida e 5 para o *cell cluster* scale, *ccs*, produzem resultados satisfatórios no balanço entre acurácia e menor tempo de simulação. Já o que diz respeito ao valor do fator de subrelaxação, γ , o resultado que garantiu maior estabilidade durante as simulações foi de $5,0 \cdot 10^{-6}$ (CASARIN et al., 2022). Esses valores serão usados para guiar o refino de malha e definição de parâmetros utilizados como entrada na simulação.

3 METODOLOGIA

Nesta seção são apresentadas a matriz de simulações, as propriedades escolhidas para o fluido e para as partículas, além de quais combinações de parâmetros foram explorados durante as simulações. Já na seção de geometria do problema são apresentados os parâmetros geométricos e seus valores relativos ao domínio computacional e por último, a seção das condições iniciais e de contorno que foram utilizadas.

3.1 Conjunto de simulações

Posto que o objeto do presente trabalho é a análise da influência de parâmetros, a escolha dos valores testados é de grande importância. Trabalhos como Kelessidis et al. (2006) e Kelessodos e Bandelis (2004) trazem faixas de valores empregados na descrição de fluidos de perfuração. Para as simulações realizadas os valores escolhidos foram especialmente norteados pelo trabalho de Casarin (2021) pois os resultados do autor foram utilizados posteriormente como comparação.

Tabela 1- Propriedades da fase líquida

| Propriedade | Valor |
|--|-----------------|
| Densidade (ρ_f) | 1012,5 kg/m^3 |
| Tensão limite de escoamento (τ_0) | 2,0 – 15,0 Pa |
| Índice de consistência (K) | 0,2825 $Pa s^n$ |
| Índice de lei de potência (n) | 0,70 |

Fonte: Autoria própria (2024)

Parâmetros não variáveis, porém, indispensáveis para simulação, são as propriedades das partículas. Novamente norteados por Kelessidis e Bandelis (2004) as propriedades usadas na simulação foram:

Tabela 2 – Propriedades da fase sólida

| Propriedade | Valor |
|------------------------|-----------------|
| Densidade (ρ_p) | 2651,1 kg/m^3 |
| Diâmetro (d_p) | 6,35 mm |

Fonte: Autoria própria (2024)

Como abordado por Nazari e Hareland (2010), associado a influência do parâmetro no carregamento de partículas sólidas, está a capacidade de controle operacional de tal parâmetro em campo. Dessa forma, as condições de escoamento que foram exploradas junto as tensões limite de escoamento e ao índice de lei de potência, são:

Tabela 3 – Condições do escoamento

| Propriedade | Valor |
|---|----------------------|
| Nível de vazão do fluido (Q_f) | 150 e 200 <i>gpm</i> |
| Rotação interna do anular (Ω) | 50 <i>rpm</i> |
| Taxa de injeção de partículas (\dot{m}_p) | 0,15 <i>kg/s</i> |

Fonte: Autoria própria (2024)

Combinando as propriedades e parâmetros operacionais apresentados, após os cálculos dos números adimensionais, as combinações escolhidas para as simulações foram:

Tabela 4 – Combinações de parâmetros utilizados nas simulações

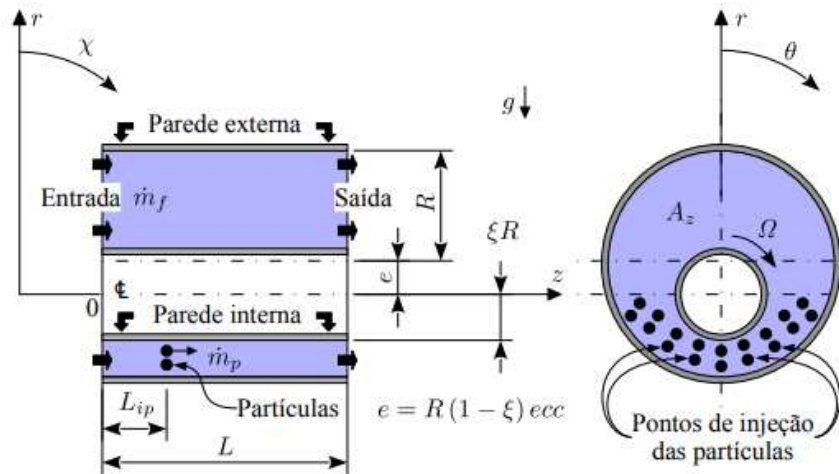
| Experimento | Propriedades do fluido | | Condições de | Reynolds | Hedström | Taylor |
|-------------|------------------------|------|--------------|-----------|----------|--------|
| | τ_0 [Pa] | n | escoamento | Re_{HB} | He | Ta |
| sj_05 | 2,0 | 0,70 | Q_f [gpm] | 220 | 157 | 8,58 |
| sj_06 | 6,7 | 0,70 | 150 | 94 | 527 | 2,56 |
| sj_07 | 15,0 | 0,70 | 150 | 47 | 1179 | 1,14 |
| sj_09 | 2,0 | 0,70 | 200 | 355 | 157 | 8,58 |
| sj_10 | 6,7 | 0,70 | 200 | 160 | 527 | 2,56 |
| sj_11 | 15,0 | 0,70 | 200 | 82 | 1179 | 1,14 |

Fonte: Autoria própria (2024)

3.2 Geometria do problema

Baseado no trabalho de Casarin (2021), a geometria escolhida para as simulações numéricas está exposta na Figura 10.

Figura 10 – Domínio computacional do tubo anular excêntrico rotativo



Fonte: Casarin (2021)

O único parâmetro geométrico a ser calculado é a distância entre as linhas de centro das seções interna e externa, que é dada por:

$$e = R(1 - \xi)ecc \quad (62)$$

Outros parâmetros e seus valores estão listados na tabela a seguir:

| Tabela 5 – Propriedades geométricas aplicadas na simulação | |
|--|----------|
| Propriedade | Valor |
| Comprimento do tubo (L) | 6 m |
| Raio externo (R) | 0,0635 m |
| Parâmetro (ξ) | 0,38 |
| Inclinação (χ) | 80° |
| Razão de aspecto radial ($R/\xi R$) | 2,63 |
| Razão de aspecto axial ($L/2R$) | 47 |

Fonte: Autoria própria (2024)

3.3 Condições iniciais e de contorno

A excentricidade escolhida foi:

$$ecc = 50\% \quad (63)$$

A velocidade do fluido na entrada da tubulação foi dada por:

$$u_{f,z}(r, z = 0, t) = \frac{Q_f}{A_z} \quad (64)$$

onde $u_{f,z}$ indica a velocidade do fluido ao longo da direção axial z , e A_z a área da seção transversal normal ao sentido do escoamento.

Como o tubo interno possui rotação, a velocidade do fluido que está em contato com a seção rotativa foi descrita por:

$$u_{f,\theta}(r = \xi R, z, t) = \Omega \xi R \quad (65)$$

para $u_{f,\theta}$ representando a velocidade do fluido ao longo da direção tangencial θ .

Já a velocidade do fluido ao longo da direção axial z na parede interna do tubo externo, portanto, $r = R$ e na parede externa do tubo interno, portanto, $r = \xi R$, foram consideradas iguais a zero devido a condição de não escorregamento, assim:

$$u_{f,z}(r = R, z, t) = u_{f,z}(r = \xi R, z, t) = 0 \quad (66)$$

A velocidade do fluido na direção tangencial θ na superfície interna do tubo externo é igualmente nula, portanto:

$$u_{f,\theta}(r = R, z, t) = 0 \quad (67)$$

A pressão atmosférica p_{atm} que atua na seção de saída da tubulação:

$$p(r, z = L, t) = p_{atm} \quad (68)$$

Já para as partículas, a injeção no domínio computacional ocorre de acordo com:

$$L_{ip} = 0,3m \quad (69)$$

E com velocidade nula conforme:

$$u_p(z = L_{ip}, t = 0) = 0 \quad (70)$$

para u_p representando a velocidade de injeção das partículas.

4 RESULTADOS

Esta seção apresenta os resultados da calibração do DEM que possibilitou a simulação dos casos com as propriedades e geometria apresentados no item anterior. Também são exibidos os resultados da visualização do leito de partículas e o tratamento e análise de dados obtidos das simulações, sendo possível visualizar relações como a influência da tensão limite de escoamento, do índice de lei de potência, da vazão e da queda de pressão. Por fim, é mostrado o método utilizado como critério de parada para as simulações.

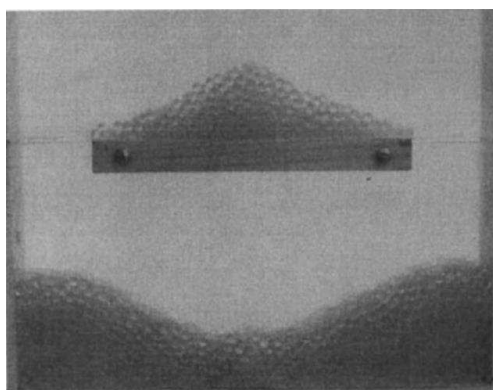
4.1 Calibração do método de elementos discretos (DEM)

O processo escolhido para iniciar as simulações numéricas foi a calibração dos parâmetros do DEM, já que a confiabilidade do método está ligada à acurácia do modelo de contato e à seleção adequada das propriedades das partículas, fazendo com que o processo de calibração seja o fator principal para simulação realista (ROESSLER et al., 2019).

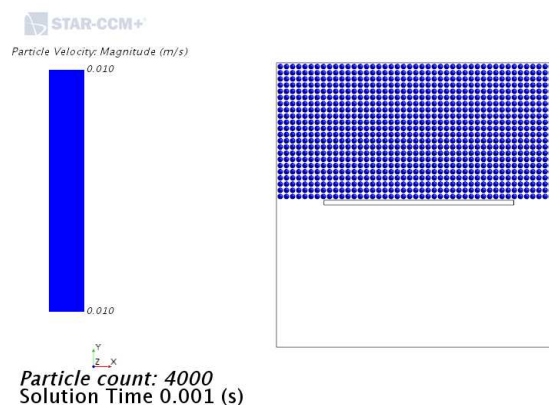
O processo de calibração foi realizado com base no experimento de formação de uma pilha de partículas sedimentando em um compartimento retangular com anteparo, Figura 11 (a) conforme descrito no artigo de Zhou et al. (1999). Foram usadas 4000 partículas de 6 milímetros de diâmetro, Figura 11 (b).

Figura 11 – Resultados experimental apresentado na literatura de referência e passo de tempo inicial da simulação numérica de calibração

(a) Experimento de sedimentação realizado por (ZHOU et al., 1999)



(b) Configuração inicial da injeção de partículas para o experimento de calibração



Fonte: Zhou et al. (1999); Autoria Própria (2023)

O artigo trata de partículas de vidro em recipiente plástico, a fim de tornar a calibração mais generalista e permitir que a metodologia possa ser utilizada para outros experimentos de sedimentação, o trabalho de Di Renzo e Di Maio (2004) que apresenta partículas e paredes de vidro, foi utilizado para obter as propriedades das partículas e das paredes, conforme apresentadas na Tabela 6:

Tabela 6– Propriedades das partículas e paredes usadas na simulação

| Parâmetro | Partícula | Parede |
|--|------------------------|------------------------|
| Material | Óxido de Alumínio | Vidro |
| Densidade | 4000 kg/m ³ | 2500 kg/m ³ |
| Módulo de elasticidade | 380 GPa | 70 GPa |
| Módulo de cisalhamento | 154 GPa | 20 GPa |
| Coefficiente de Poisson | 0,23 | 0,25 |
| Coefficiente de atrito partícula-partícula | 0,092 | - |
| Coefficiente de atrito partícula-parede | - | 0,092 |

Fonte: Di Renzo; Di Maio (2004)

Utilizando os dados da Tabela 6 e as fórmulas apresentadas na seção 2.4.2, foi possível calcular os parâmetros de simulação. Na Tabela 7 e Tabela 8 estão dispostos os dados calculados, as propriedades mecânicas e as suas respectivas reduções de ordem. As reduções de ordem são necessárias, pois o DEM é um método computacionalmente custoso, porém é importante destacar que à proporção que o passo de tempo aumenta, as suas propriedades mecânicas e suas rigidezes devem ser alteradas na mesma ordem (RACKL; HANLEY, 2017).

Tabela 7– Propriedades e parâmetros calculados e suas reduções para a partícula

| Descrição | Configuração | |
|---|--------------|-----------|
| | Inicial | Redução 1 |
| <i>Propriedades da partícula</i> | | |
| Módulo de elasticidade | 380 GPa | 38 GPa |
| Módulo de cisalhamento | 154 GPa | 15,4 GPa |
| Constante de rigidez normal (partícula – partícula) | 1,79 E+07 | 1,79 E+06 |
| Constante de rigidez tangencial (partícula – partícula) | 2,34 E+07 | 2,34 E+06 |
| Passo de tempo | 1 E-05 | 1 E-04 |

Fonte: Autoria própria (2023)

Tabela 8– Propriedades e parâmetros calculados e suas reduções para a parede

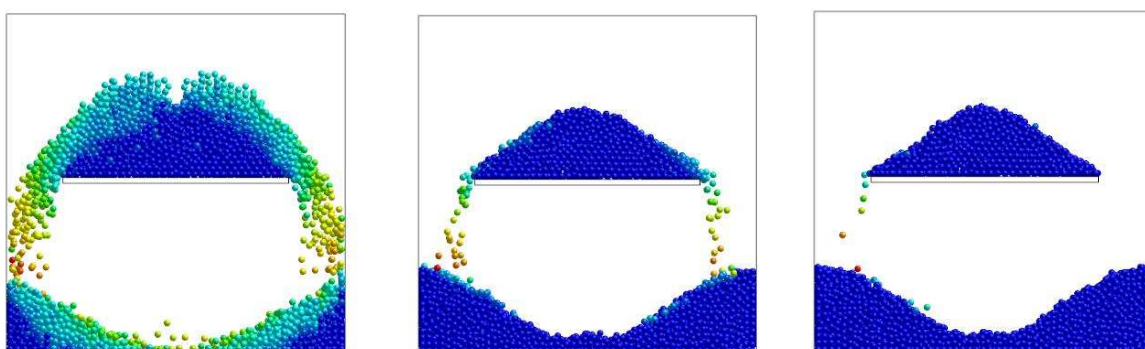
| Descrição | Configuração | |
|--|--------------|-----------|
| | Inicial | Redução 1 |
| <i>Propriedades da parede</i> | | |
| Módulo de elasticidade | 70 GPa | 7,0 GPa |
| Módulo de cisalhamento | 28 GPa | 2,8 GPa |
| Constante de rigidez normal (partícula – parede) | 7,96 E+06 | 7,96 E+05 |
| Constante de rigidez tangencial (partícula – parede) | 1,02 E+07 | 1,02 E+06 |
| Passo de tempo | 1 E-05 | 1 E-04 |

Fonte: Autoria própria (2023)

A verificação de que os parâmetros estão adequados foi realizada considerando os valores calculados e reduzidos apresentados nas Tabela 7 e Tabela 8. O principal critério de avaliação da estabilidade da simulação foi a energia cinética máxima das partículas, que com o passar do tempo de simulação, deve cair gradativamente, consequência do passo de tempo adequado (TSUJI; TANAKA; ISHIDA, 1992).

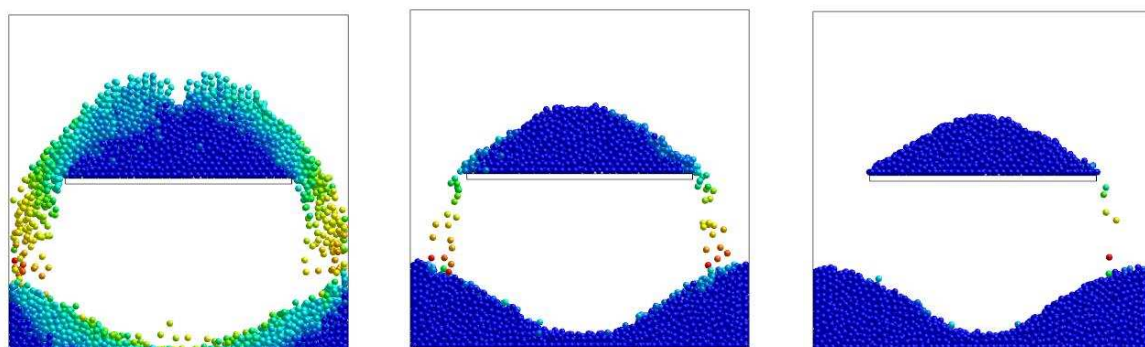
Os resultados estão dispostos nas Figura 12 e Figura 13, onde o índice (a), (b) e (c) de cada imagem representa respectivamente, os tempos de 0,5, 1,0 e 5,0 segundos de simulação, de forma a constituir uma *time-lapse* do processo de sedimentação e formação de pilhas das esferas.

Figura 12 – *Time-lapse* para o passo de tempo $\Delta t = 1 \times 10^{-5} s$
 (a) 0,5 s (b) 1,0 s (c) 5,0 s



Fonte: Autoria própria (2023)

Figura 13 *Time-lapse* para o passo de tempo $\Delta t = 1 \times 10^{-4} s$
 (a) 0,5 s (b) 1,0 s (c) 5,0 s

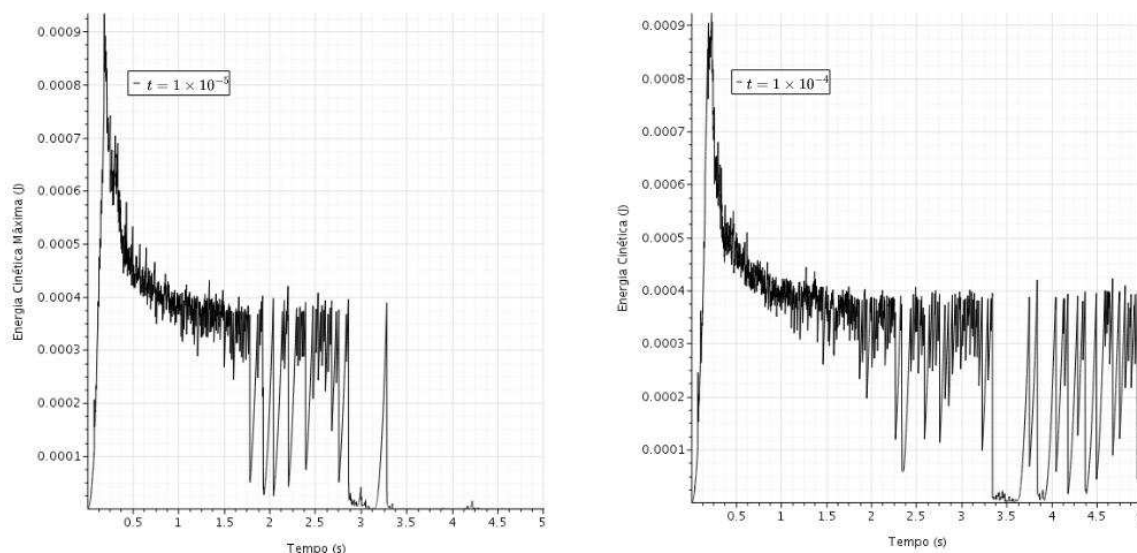


Fonte: Autoria própria (2023)

Para apresentar a energia cinética máxima das partículas, o monitor de velocidade foi criado e através da relação entre essa velocidade e a massa das

partículas. A energia cinética máxima é apresentada na Figura 14 para $\Delta t = 1 \times 10^{-5} \text{ s}$ e $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{ s}$ em (a) e (b) respectivamente.

Figura 14- Monitoramento de energia cinética das partículas durante a simulação
(a) $\Delta t = 1 \times 10^{-5} \text{ s}$ **(b) $\Delta t = 1 \times 10^{-4} \text{ s}$**



Fonte: Autoria própria (2023)

É possível observar a redução gradual da energia cinética em ambas simulações, o que indica que o sistema está alcançando o estado de equilíbrio. No qual as partículas estão se organizando em uma pilha estável e que as partículas estão interagindo conforme as propriedades físicas esperadas, sugerindo que o modelo está reproduzindo com sucesso o comportamento físico do sistema. Também é importante destacar que a redução das ordens de grandeza nas propriedades mecânicas dos contatos, que resulta no aumento do passo de tempo, não é prejudicial para o processo de sedimentação e formação do leito das partículas.

4.2 Visualização dos resultados

Para possibilitar a visualização dos resultados que serão discutidos a seguir, a Figura 15 representa a posição final das partículas sólidas no interior da tubulação após a parada da simulação. Essa visualização é fundamental para identificar a qual regime de escoamento cada caso pertence, sendo possível observar que os casos (a1) e (b1) se aproximam do regime com leito estacionário, (a2) e (b2) se aproximam do caso do leito em movimento, enquanto (a3) e (b3) se localizam no regime heterogêneo com partículas em suspensão.

Figura 15 – Visualização da posição das partículas sólidas no interior da tubulação.
(a) $Q_f/Q_p = 63$; (b) $Q_f/Q_p = 85$; (1) $\tau_0 = 2,0 Pa$; (2) $\tau_0 = 6,7 Pa$; (3) $\tau_0 = 15,0 Pa$.

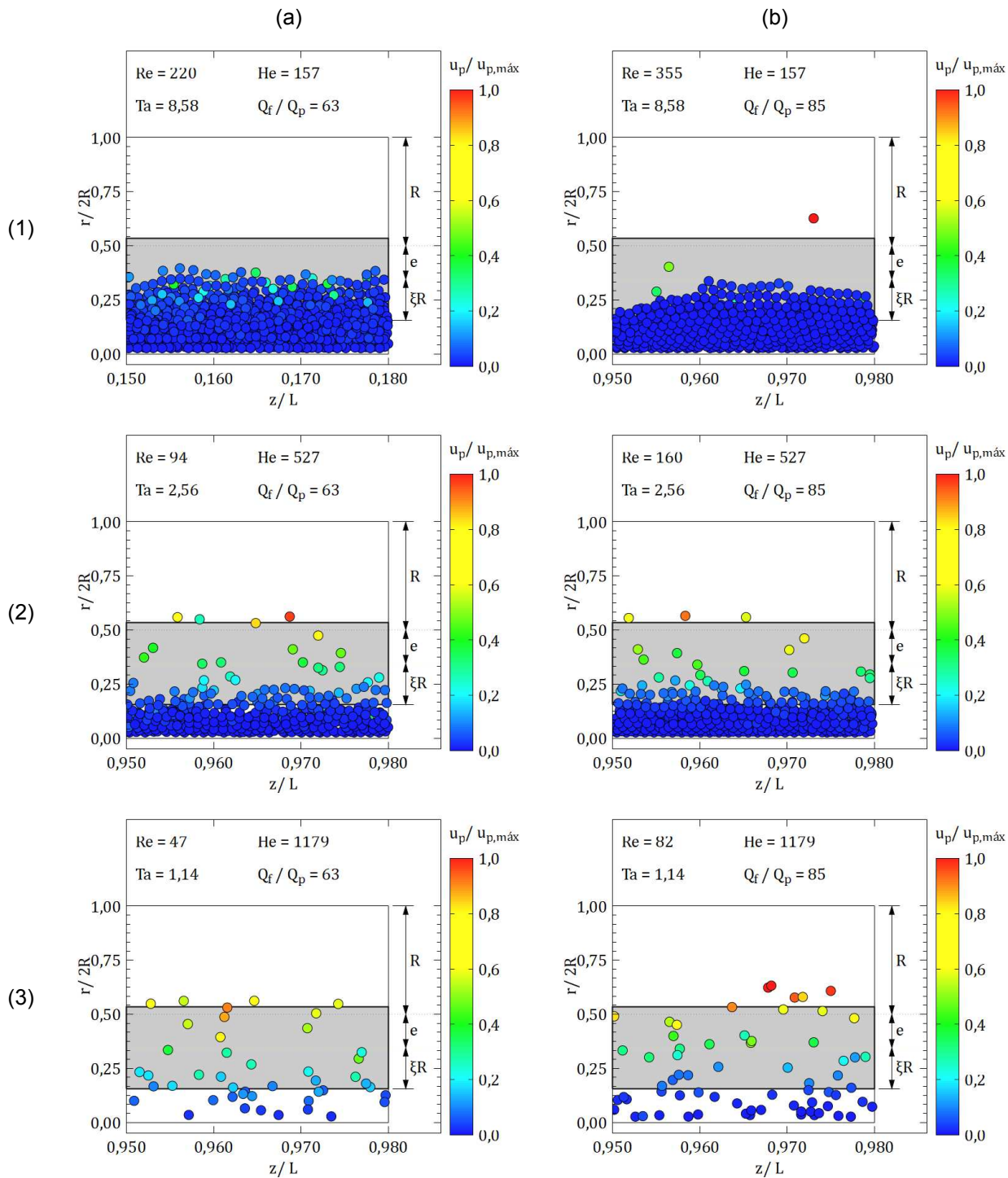
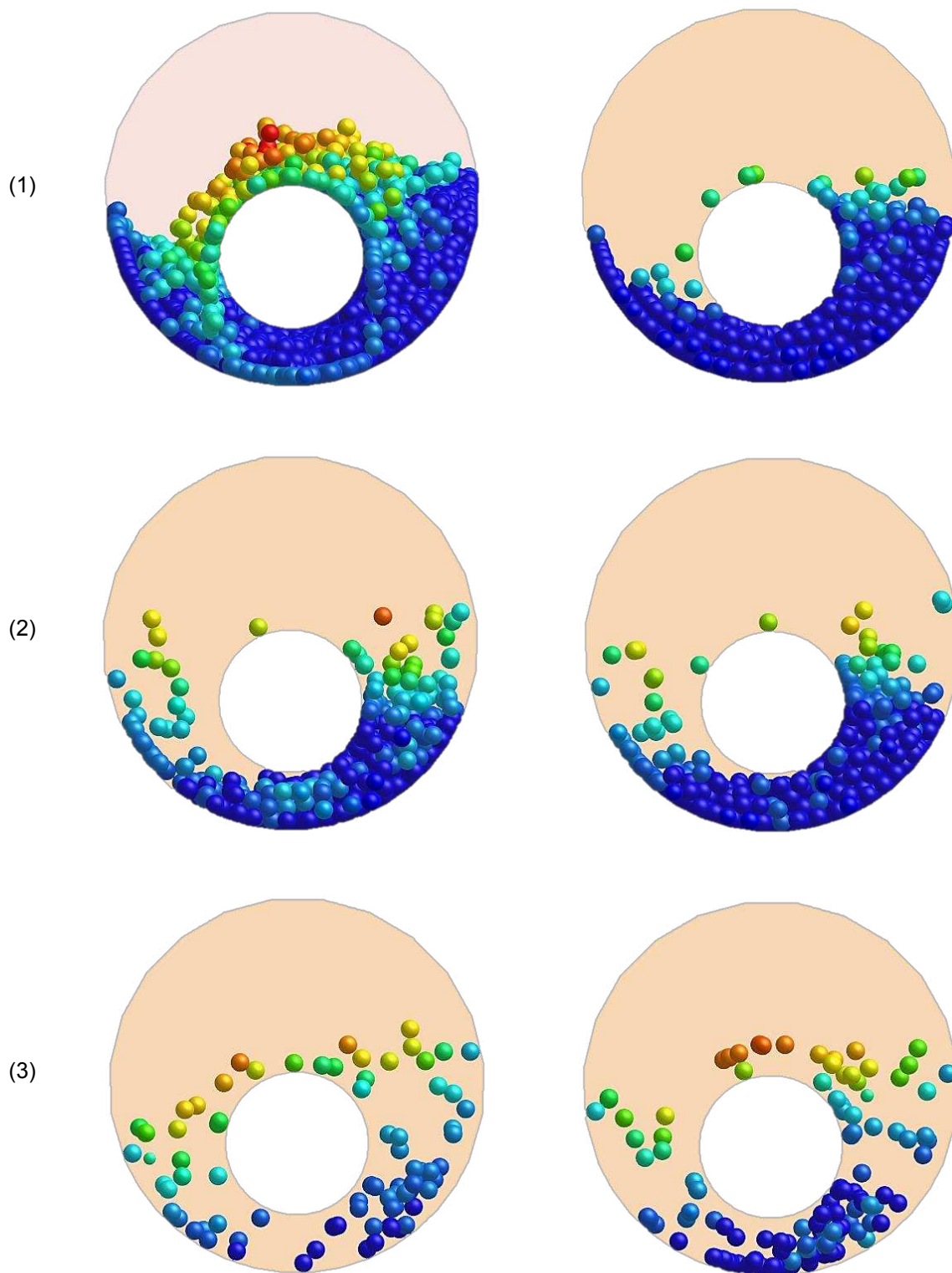


Figura 16 – Visualização da posição das partículas sólidas no interior da tubulação.
(a) $Q_f/Q_p = 63$; (b) $Q_f/Q_p = 85$; (1) $\tau_0 = 2,0 Pa$; (2) $\tau_0 = 6,7 Pa$; (3) $\tau_0 = 15,0 Pa$



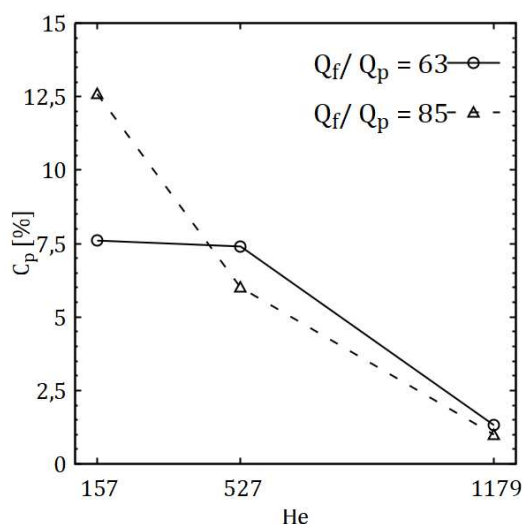
Fonte: Autoria própria (2024)

Na Figura 16 é possível observar que nas situações onde o leito das partículas sólidas toca a superfície rotativa do anular, o movimento do tubo atua de forma mecânica deslocando as partículas (OKRAJNI; AZAR, 1986). O que resulta em um padrão de deslocamento das partículas que segue o movimento do anular rotativo.

4.3 Influência da tensão limite de escoamento do fluido

A relação entre o número de Hedström, He , e a tensão limite de escoamento, τ_0 , é diretamente proporcional, portanto, é possível avaliar o efeito da mesma sobre a capacidade de carregamento das partículas sólidas através da relação de He e a concentração total de partículas, C_p . Dessa forma, a Figura 17 apresenta a relação $C_p(He)$ para as duas razões de vazões, Q_f/Q_p , exploradas nas simulações.

Figura 17 –Concentração de partículas sólidas em função do número de Hedström



Fonte: Autoria própria (2024)

É possível observar que o aumento de He resultou no aumento do transporte de partículas, ou seja, a redução de C_p . Resultados encontrados na literatura para simulações de fluido viscoplástico no transporte de partículas em tubos com anular excêntrico corroboram com o resultado apresentado, onde maiores valores de τ_0 transportam maior quantidade de partículas do que fluidos de densidade igual com menores valores de tensão limite de escoamento (OFEI, 2016). Já referências que tratam de dados experimentais, afirmam que para regime laminar e baixa inclinação, χ , o aumento de τ_0 significa menor concentração de partículas, devido à importância

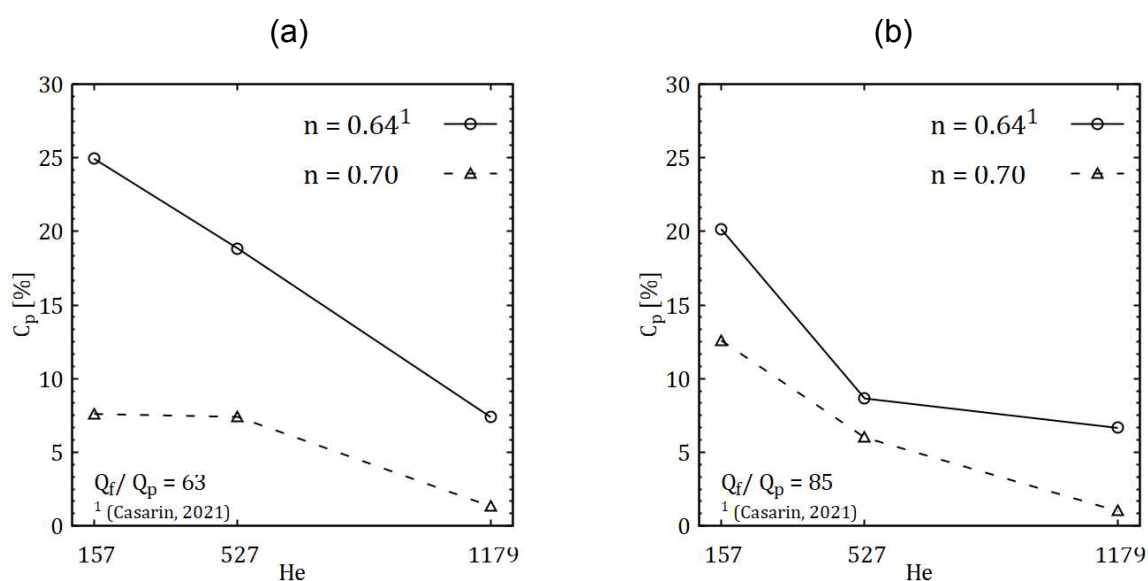
da componente axial da velocidade da partícula que é reduzida por τ_0 melhorando o transporte (OKRAJNI; AZAR, 1986).

4.4 Influência do índice de lei de potência

Fluidos viscoplásticos apresentam um perfil de velocidade mais achatado que o de fluidos newtonianos. O formato do perfil possui uma importância prática muito significantes no fenômeno do transporte de partículas, um perfil mais achatado reduz a porcentagem de área disponível para partículas sedimentando em maior velocidade (OKRAJNI; AZAR, 1986). Dessa forma é possível afirmar que fluidos com $n < 1$ são mais eficientes no transporte de partículas, porém o aumento do valor de n dentro do comportamento viscoplástico aumenta a velocidade máxima de transporte das partículas, especialmente na seção mais larga do anular (OFEI, 2016).

Para análise da influência do índice de lei de potência os dados do presente trabalho foram comparados com os apresentados por Casarin (2021), cujo valor de n utilizado foi de 0,64. A comparação foi realizada entre simulações com os mesmos parâmetros geométricos e operacionais. Diante da Figura 18, é possível observar que para todos os casos, o maior índice de lei de potência levou a um maior carregamento de partículas, reduzindo C_p .

Figura 18 – concentração de partículas sólidas em função do número de Hedström.
(a) $Q_f/Q_p = 63$; (b) $Q_f/Q_p = 85$

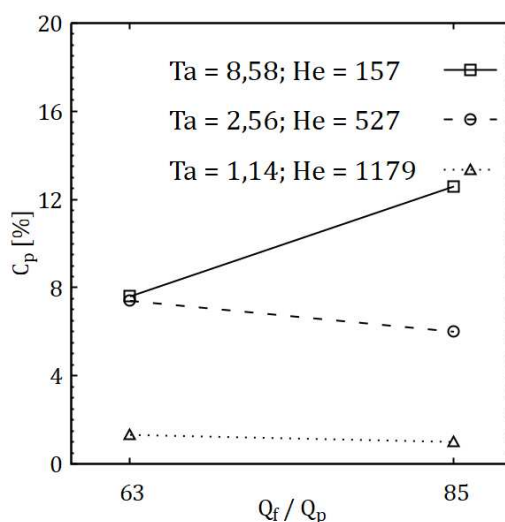


Fonte: Autoria própria (2024)

4.5 Influência da vazão

Para avaliar a influência da vazão de fluido sobre a concentração de partículas, C_p , foi utilizada a razão entre as vazões de fluido, Q_f , e a vazão de partículas, Q_p , Q_f/Q_p . Essa normalização tem por objetivo avaliar o desempenho relativo entre diferentes configurações de operação. A Figura 19 apresenta a influência da vazão, Q_f/Q_p , sobre a capacidade de carregamento de partículas sólidas para configurações de tensão limite de escoamento e rotação iguais.

Figura 19 –Concentração de partículas em função da razão Q_f/Q_p



Fonte: Autoria própria (2024)

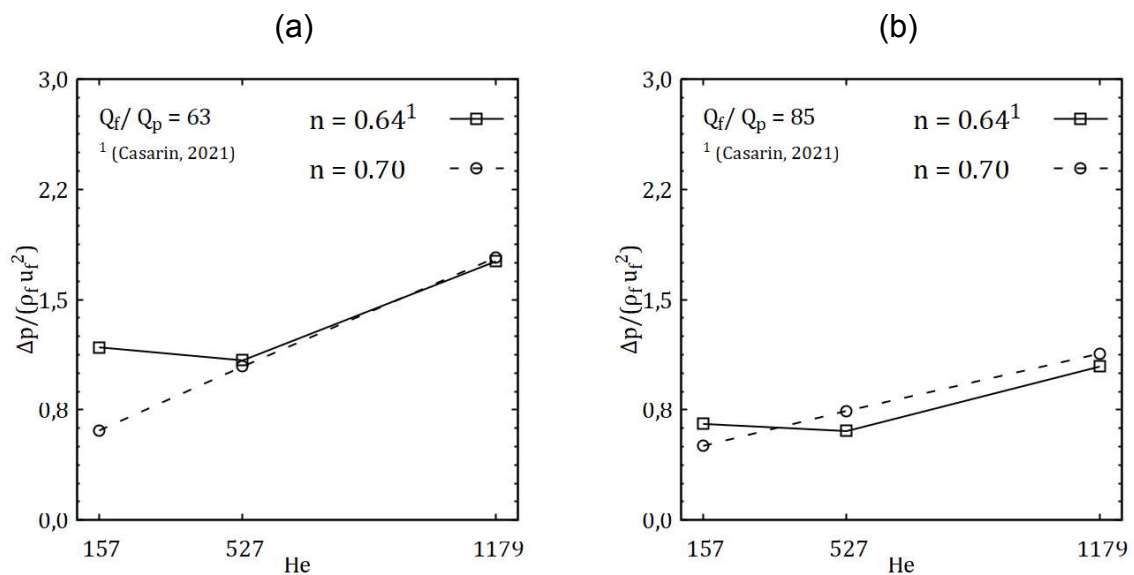
É possível observar que o aumento da vazão acarretou na queda da concentração de partículas para os casos de número de Taylor $Ta = 2,56$ e $Ta = 1,14$ e número de Hedström $He = 527$ e $He = 1179$, resultado esse que, corrobora com os resultados experimentais (OKRAJNI; AZAR, 1986) e simulações numéricas (ZAKERIAN et al., 2018). Já para o caso de $Ta = 8,58$ e $He = 157$ a simulação teve de ser interrompida em função do elevado tempo computacional, possivelmente devido à baixa faixa de vazão combinada a uma baixa tensão limite de escoamento, τ_0 , que resultou na obstrução logo na entrada do tubo, prejudicando o transporte de partículas.

4.6 Avaliação da queda de pressão

Segundo Pang et al. (2018) e Ofei (2016) o aumento de diferentes parâmetros reológicos, como a tensão limite de escoamento, o índice de consistência e o índice de lei de potência, resultam em um aumento na queda de pressão do escoamento líquido-sólido apesar da diminuição da altura do leito de partículas aumentar a limpeza de partículas do anular. Sendo que, o índice de lei de potência apresenta a maior influência sobre a queda de pressão, seguido pelo índice de consistência e a tensão limite de escoamento (OFEI, 2016).

Essa tendência pode ser observada na Figura 20, que comparam valores de diferentes índices de lei de potência e diferentes valores de Hedström. Tanto o aumento do n de 0,64 para 0,70 quanto de He de 527 para 1179 resultaram no aumento da queda de pressão. A exceção desses casos, onde ocorre a redução de $\Delta p/(\rho_f u_f^2)$, podem ser associados à alta concentração de partículas ocasionada pela baixa capacidade de carregamento de números de He menores.

Figura 20 – Razão $\Delta p/(\rho_f u_f^2)$ em função do número de Hedström.
(a) $Q_f/Q_p = 63$; (b) $Q_f/Q_p = 85$

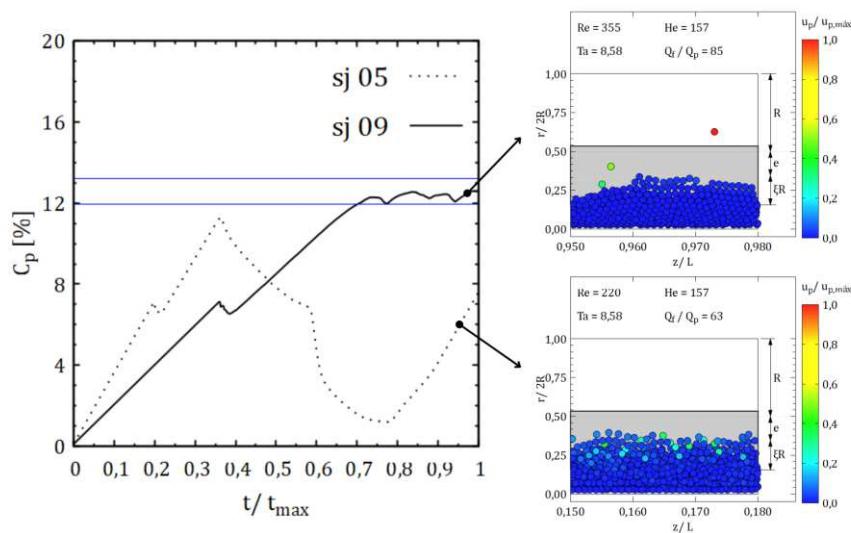


Fonte: Autoria própria (2024)

4.7 Critério de parada para as simulações

A interrupção das simulações foi realizada a partir do monitoramento da oscilação da concentração volumétrica de sólidos na tubulação, C_p . A Figura 21 ilustra o comportamento de C_p ao longo do tempo de simulação, onde marcadores foram posicionados em um intervalo de $\pm 5\%$ em torno do valor final da concentração para determinada simulação. Quando a variação de C_p entrava nesse intervalo, a simulação era interrompida.

Figura 21 – Critério de parada por meio da análise da concentração de partículas sólidas em função do tempo de simulação



Fonte: Autoria Própria (2024)

Em especial, o caso da simulação sj_05, ocorreu o acúmulo de partículas logo na entrada do tubo, o que impediu a movimentação das partículas ao longo do comprimento. Considerando o crescimento excessivo do leito de partículas, a frequência de colisões acaba sendo tão elevada que o tempo de simulação acabou por se tornar impraticável, portanto, a simulação foi interrompida.

5 CONCLUSÃO

A investigação desenvolvida neste trabalho engloba a área de carregamento de partículas sólidas por meio de um fluido de transporte de comportamento viscoplásticos. De forma aplicada esse estudo trata da movimentação de partículas de cascalho em uma seção anular excêntrica, rotativa e inclinada imersas em fluido de perfuração, fenômeno que descreve o processo de perfuração direcional de poços de petróleo.

A utilização de métodos numéricos, especificamente o acoplamento da dinâmica de fluidos computacional e do método dos elementos discretos (CFD-DEM) se mostrou uma abordagem valiosa para compreender o fenômeno do transporte de partículas. Também é válido destacar o *software STAR-CCM+* (SIEMENS, 2023) se mostrou capaz de acomodar todos os parâmetros necessários para descrição do fenômeno físico assim como foi capaz de apresentar resultados que foram considerados satisfatórios para o caso explorado.

Os resultados foram capazes de proporcionar a visualização do leito de partículas sólidas e posteriormente realizar sua categorização de acordo com os regimes de escoamento. Foi possível observar que menores número de Reynolds, Hedstrom e Taylor causam regimes próximos de leitos estacionário, porém com o aumento dos números adimensionais e redução da concentração de partículas, o escoamento se aproxima do regime heterogêneo com partículas em suspensão.

Quando observado o impacto da variação da tensão limite de escoamento por meio do número de Hedstrom, valores maiores foram capazes de manter um maior número de partículas em suspensão e também auxiliar na limpeza do tubo, reduzindo a concentração de partículas sólidas no domínio. De forma semelhante, o aumento do índice de lei de potência, quando comparada como o trabalho de Casarin (2021) também acarretou na redução da concentração de partículas sólidas no domínio.

Assim como o aumento dos parâmetros reológicos, o aumento da vazão também levou a redução da concentração de partículas sólidas. Já a queda de pressão possui comportamento inverso a concentração de partículas, o aumento dos parâmetros reológicos acarreta no aumento da queda de pressão, apesar da diminuição do leito de partículas.

É importante pontuar que o critério de parada utilizado levou a interrupção de uma das simulações, devido ao elevado acúmulo de partículas que levou a uma alta

frequência de colisões, o tempo computacional para cada passo de tempo se tornou muito elevado, tornando a simulação inviável. Esse resultado pode ser atribuído ao baixo valor de tensão limite de escoamento associado a um baixo valor de vazão. Portanto, com a exceção da simulação sj_05, todos os resultados encontrados possuem respaldo na literatura disponível, dessa forma, evidenciando a confiabilidade das simulações.

REFERÊNCIAS

ABIMBOLA, M.; CHUKWU, G. A.; KHAN, F. Cuttings Transport Evaluation in Deviated Wells. 2014.

ABULNAGA, B. E. **Slurry systems handbook**. Boca Raton: McGraw-Hill, 2002.

BEAULNE, M.; MITSOULIS, E. **Creeping motion of a sphere in tubes filled with Herschel-Bulkley fluids**. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* V.72, n.1, 55-71, 1977.

CASARIN, J. J. **Investigação numérica do escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico em seção anular rotativa**. Pato Branco: Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2021.

CASARIN, J. J. et al. NUMERICAL SIMULATION OF THE PARTICLE SETTLING IN A BINGHAM FLUID USING THE TWO-WAY COUPLING CFD-DEM SCHEME. **Journal of Theoretical and Applied Mechanics (Poland)**, v. 60, n. 3, p. 409–422, 2022.

COCCO, R. et al. CFD-DEM: Modeling the small to understand the large. **Chemical Engineering Progress**, v. 113, n. 9, 2017.

CORONADO-MATUTTI, O.; MENDES, P. R. S.; CARVALHO, M. S. Instability of inelastic shear-thinning liquids in a couette flow between concentric cylinders. **Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME**, v. 126, n. 3, p. 385–390, maio 2004.

CROWE, C. T. **Multiphase flow handbook**. Boca Raton: FL:CRC Press - Taylor & FrancisGroup, 2006.

DEB, S.; TAFTI, D. K. A novel two-grid formulation for fluid-particle systems using the discrete element method. **Powder Technology**, v. 246, p. 601–616, set. 2013.

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.

DOKHANI, V.; MA, Y.; YU, M. Determination of equivalent circulating density of drilling fluids in deepwater drilling. **Journal of Natural Gas Science and Engineering**, v. 34, p. 1096–1105, 1 ago. 2016.

EESA, M.; BARIGOU, M. CFD investigation of the pipe transport of coarse solids in laminar power law fluids. **Chemical Engineering Science**, v. 64, n. 2, p. 322–333, jan. 2009.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J. **Introdução à Mecânica dos Fluidos** -. Oitava Edição ed, 2010.

JOHNSON, K. L. KENNETH L. **Contact mechanics**, 1985.

KELESSIDIS, V. C. et al. Optimal determination of rheological parameters for Herschel-Bulkley drilling fluids and impact on pressure drop, velocity profiles and penetration rates during drilling. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 53, n. 3–4, p. 203–224, set. 2006.

KELESSIDIS, V. C.; BANDELIS, G. E. **Flow Patterns and Minimum Suspension Velocity for Efficient Cuttings Transport in Horizontal and Deviated Wells in Coiled-Tubing Drilling**. SPE Drilling & Completion. V. 19, n. 04, p.213-277, 2004.

KOHNEN, G.; RÜGER, M.; SOMMERFELD, M. **Convergence behaviour for numerical calculations by the Euler/Lagrange method for strongly coupled phases**. Numerical Methods in Multiphase Flows, v.185, p. 191-202, 1994.

KRAMPA, F. N. **Two-fluid modelling of heterogeneous coarse particles slurry flows**, 2009.

MACOSKO, C. W. **Rheology: principles, measurements, and applications**. 1994.

MAGLIONE, R. et al. **In-Situ Rheological Characterization of Drilling Mud**. 2000.

NAZARI, T.; HARELAND, G. **Review of Cuttings Transport in Directional Well Drilling: Systematic Approach**. [s.l: s.n.].

OFEI, T. N. Effect of Yield Power Law Fluid Rheological Properties on Cuttings Transport in Eccentric Horizontal Narrow Annulus. **Journal of Fluids**, v. 2016, p. 1–10, 3 jul. 2016.

OKRAJNI, S. S.; AZAR, J. J. **The Effects of Mud Rheology on Annular Hole Cleaning in Directional Wells Introduction and General Discussion**. SPE Drilling Engineering, v. 1, n. 4, p. 297-308, 1986..

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

PANG, B. et al. Numerical prediction of flow behavior of cuttings carried by Herschel-Bulkley fluids in horizontal well using kinetic theory of granular flow. **Powder Technology**, v. 329, p. 386–398, 15 abr. 2018.

PANG, B. et al. Investigation on multiphase flow of multi-size cuttings particles and non-Newtonian drilling fluids in oil and gas horizontal well drilling using kinetic theory of granular flow. **Energy**, v. 282, 1 nov. 2023.

RACKL, M.; HANLEY, K. J. A methodical calibration procedure for discrete element models. **Powder Technology**, v. 307, p. 73–83, 1 fev. 2017.

ROESSLER, T. et al. Development of a standard calibration procedure for the DEM parameters of cohesionless bulk materials – part I: Solving the problem of ambiguous parameter combinations. **Powder Technology**, v. 343, p. 803–812, 1 fev. 2019.

SIEMENS. **Simcenter STAR-CCM+® Documentation**. 2019.

SIEMENS. **Simcenter STAR-CCM+ 2306**. Build 18.04.008, 2023.

THOMPSON, R. L.; SOARES, E. J. Viscoplastic dimensionless numbers. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 238, p. 57–64, 1 dez. 2016.

TSUJI, Y.; TANAKA, T.; ISHIDA, T. **Lagrangian numerical simulation of plug flow of cohesionless particle in a horizontal pipe** **Powder Technology**. v. 71, n. 3, p. 239-250, 1992.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics Second Edition**. 2007

YANG, Z. J. et al. Evaluating the effectiveness of CFD-DEM and SPH-DEM for complex pipe flow simulations with and without particles. **Chemical Engineering Science**, v. 288, 15 abr. 2024.

ZAKERIAN, A. et al. Numerical modeling and simulation of drilling cutting transport in horizontal wells. **Journal of Petroleum Exploration and Production Technology**, v. 8, n. 2, p. 455–474, 1 jun. 2018.

ZENO PHILIP; MUKUL M. SHARMA; MARTIN E. CHENEVERT. The role of Taylor vortices in transport of drill cuttings. **Society of Petroleum Engineers**, 1998.

ZHOU, Y. C. et al. **Rolling friction in the dynamic simulation of sandpile formation**. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, v. 269, p. 356-553, 1999.

APÊNDICE A – VISUALIZAÇÃO DE RESULTADOS COMPLEMENTAR

