

**SAMMY CRISTOPHER PAREDES PUELLES**

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS  
TURBULENTOS PARTICULADOS NO FUNDO DE POÇOS  
EM PERFURAÇÃO**



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**2023**

**SAMMY CRISTOPHER PAREDES PUELLES**

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS  
PARTICULADOS NO FUNDO DE POÇOS EM PERFURAÇÃO**

**Tese** apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de Concentração: Transferência de energia térmica e Mecânica dos fluidos

Orientador: Prof. Dr. Elie Luis Martínez Padilla

**UBERLÂNDIA – MG**

**2023**

Ficha Catalográfica Online do Sistema de Bibliotecas da UFU  
com dados informados pelo(a) próprio(a) autor(a).

P977  
2023

Puelles, Sammy Christopher Paredes, 1992-  
Simulação numérica de escoamentos turbulentos  
particulados no fundo de poços em perfuração [recurso  
eletrônico] / Sammy Christopher Paredes Puelles. - 2023.

Orientador: Elie Luis Martínez Padilla.  
Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia,  
Pós-graduação em Engenharia Mecânica.

Modo de acesso: Internet.

Disponível em: <http://doi.org/10.14393/ufu.te.2023.554>

Inclui bibliografia.

Inclui ilustrações.

1. Engenharia mecânica. I. Padilla, Elie Luis  
Martínez, 1967-, (Orient.). II. Universidade Federal de  
Uberlândia. Pós-graduação em Engenharia Mecânica. III.  
Título.

CDU: 621

Bibliotecários responsáveis pela estrutura de acordo com o AACR2:  
Gizele Cristine Nunes do Couto - CRB6/2091  
Nelson Marcos Ferreira - CRB6/3074



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA**  
 Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica  
 Av. João Naves de Ávila, nº 2121, Bloco 1M, Sala 212 - Bairro Santa Mônica, Uberlândia-MG, CEP 38400-902  
 Telefone: (34) 3239-4282 - www.posmecanicaufu.com.br - secposmec@mecanica.ufu.br



### ATA DE DEFESA - PÓS-GRADUAÇÃO

Programa de Pós-Graduação em:	Engenharia Mecânica				
Defesa de:	Tese de Doutorado Acadêmico, nº 368, PPGEM				
Data:	23/11/2023	Hora de início:	14:00	Hora de encerramento:	17:15
Matrícula do Discente:	11923EMC018				
Nome do Discente:	Sammy Christopher Paredes Puelles				
Título do Trabalho:	Simulação numérica de escoamentos turbulentos particulados no fundo de poços em perfuração				
Área de concentração:	Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos				
Linha de pesquisa:	Dinâmica dos Fluidos e Transferência de Calor				
Projeto de Pesquisa de vinculação:	Dinâmica dos fluidos computacional aplicada na solução de problemas de interação fluido-estrutura em sistemas de perfuração				

Reuniu-se por meio de videoconferência a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, assim composta: Professores Doutores: Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales - UTFPR; Ramiro Gustavo Ramirez Camacho - UNIFEI; Gilmar Guimarães - FEMEC/UFU; João Marcelo Vedovoto - FEMEC/UFU e Elie Luis Martínez Padilla - FEMEC/UFU, orientador do candidato.

Iniciando os trabalhos, o presidente da mesa, Dr. Elie Luis Martínez Padilla, apresentou a Comissão Examinadora e o candidato, agradeceu a presença do público, e concedeu ao Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação do Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir o senhor(a) presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos(às) examinadores(as), que passaram a arguir o(a) candidato(a). Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu o resultado final, considerando o(a) candidato(a):

Aprovado.

Esta defesa faz parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor.

O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.



Documento assinado eletronicamente por **Elie Luis Martinez Padilla, Professor(a) do Magistério Superior**, em 23/11/2023, às 17:15, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **RIGOBERTO ELEAZAR MELGAREJO MORALES, Usuário Externo**, em 23/11/2023, às 17:16, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **João Marcelo Vedovotto, Professor(a) do Magistério Superior**, em 23/11/2023, às 17:16, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Ramiro Gustavo Ramirez Camacho, Usuário Externo**, em 23/11/2023, às 17:25, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Gilmar Guimarães, Professor(a) do Magistério Superior**, em 24/11/2023, às 10:12, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site [https://www.sei.ufu.br/sei/controlador\\_externo.php?acao=documento\\_conferir&id\\_orgao\\_acesso\\_externo=0](https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0), informando o código verificador **4901972** e o código CRC **EF8BAA65**.

*À Deus.*

*Aos meus pais Freddy Paredes e Carmen Puelles.*

*À minhas queridas irmãs Fiorella, Angie e Abigail.*

*À todas as pessoas que me acompanharam neste trajeto.*

## AGRADECIMENTOS

Gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos a Deus, que é a fonte de toda sabedoria e força, por me guiar ao longo desta jornada de pesquisa e aprendizado. Sua graça e orientação foram fundamentais para alcançar este marco em minha vida acadêmica.

Aos meus pais, Freddy Paredes Elías e Carmen Rosa Puelles Cunguia, que sempre estiveram ao meu lado, apoiando e incentivando em cada passo desta trajetória. Sua dedicação, amor e encorajamento foram a base que me impulsionou a persistir em busca do conhecimento e da realização dos meus objetivos.

Às minhas queridas irmãs Fiorella, Angie e Abigail, pelas alegrias e bons momentos.

À meu estimado orientador Elie Luis Martínez Padilla, cuja sabedoria, conhecimento e orientações valiosas foram cruciais para moldar minha pesquisa e meu crescimento acadêmico. De igual forma agradecer à Jonatas Emmanuel Borges; suas contribuições, paciência e dedicação ajudaram a moldar este trabalho de forma significativa. Ao professor Aristeu da Silveira Neto, pela sua inspiradora trajetória, apoio e incentivo, que me ajudaram a crescer como pesquisador. Enfim ao resto do corpo docente do Laboratório MFLab, fico agradecido pelo apoio.

Também desejo expressar minha gratidão aos amigos do laboratório Pedro Mota, Lucas Meira, Rafael Romão, Vinicius Hagemeyer, Alejandro, Alex, cujas discussões estimulantes, colaboração e apoio foram inestimáveis para a condução das minhas pesquisas. Compartilhar ideias, desafios e sucessos com vocês tornou esta jornada mais rica e empolgante.

Também gostaria de agradecer aos irmãos da igreja, pastor Álvaro, Ricardo Lopes, o conjunto de jovens MTC, por suas orações e apoio espiritual, que foram um pilar de força ao longo deste percurso. A amizade e incentivo do meu amigo Iaroslav Skhabovskyi foram igualmente inestimáveis, tornando essa jornada mais significativa.

Não posso deixar de agradecer à Universidade Federal de Uberlândia, pela oportunidade de estudar e desenvolver meu potencial em um ambiente acadêmico enriquecedor.

Ao Programa de Pós-Graduação POSFEMEC, pela estrutura e recursos oferecidos, que foram essenciais para o desenvolvimento desta pesquisa.

Por fim, expresso minha profunda gratidão à instituição financeira CAPES, cujo apoio financeiro tornou possível a realização deste estudo e o avanço do conhecimento científico.

A todos aqueles que de alguma forma contribuíram para este trabalho, sou grato por ter tido a honra de contar com o apoio e colaboração de pessoas tão especiais. Suas influências positivas e apoio constante foram essenciais para o meu crescimento como pesquisador e indivíduo.

PUELLES, S. C. P., **SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS PARTICULADOS NO FUNDO DE POÇOS EM PERFURAÇÃO**. 2023. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, Brasil.

### Resumo

O presente trabalho concentra-se na modelagem e simulação numérica de escoamentos turbulentos particulados em processos de perfuração, mais especificamente na região do fundo de poço. Nesse processo, o fluido de perfuração é bombeado através da coluna rotativa de perfuração e ejetado pelos bocais da broca. Os jatos impactam o fundo de poço, auxiliando na dispersão das partículas geradas durante o corte. O escoamento particulado prossegue pela região anular até a superfície. Para representar o problema, foi utilizado um sistema simplificado poço-coluna de perfuração, modelado por meio do método de fronteira imersa. Foi empregada uma plataforma numérica em desenvolvimento paralelizado, focada na resolução das equações de Navier-Stokes. As derivadas dos termos difusivos e advectivos foram aproximadas por diferenças centradas de segunda ordem. A discretização espacial foi realizada com o método dos volumes finitos, enquanto a discretização temporal foi tratada com o esquema de *Adams-Bashforth* de segunda ordem (explícito). A metodologia de *Simulação de Grandes Estruturas* foi empregada para o tratamento do fenômeno de turbulência, incorporando o modelo sub-malha dinâmico. No tratamento da fase dispersa, utilizamos o método de fronteira imersa em conjunto com a abordagem *Euler-Lagrange* no enfoque ponto-partícula. Foram explorados os acoplamentos de *uma* e *duas vias*. Para o problema principal, considerou-se um número de Reynolds de 3500, a nuvem de partículas foi posicionada entre a broca e fundo de poço semiesférico. Foi investigada a influência da concentração das partículas, variando de frações volumétricas entre 0,001% e 0,0045%, bem como a influência da rotação da coluna de perfuração para os valores de número de Taylor de 0, 267,1 e 534,2 nos escoamentos do fundo de poço. Os resultados indicaram que a dinâmica das partículas é diretamente influenciada pelo campo de velocidades do escoamento e pelas características das estruturas turbilhonares presentes. Observou-se que a abordagem de acoplamento de duas vias apresentou melhor concordância com dados experimentais. Através de análises estatísticas, como a *função de densidade de probabilidade* e o cálculo do *deslocamento quadrático médio*, pôde-se explorar a distribuição e o comportamento das partículas em sistemas com múltiplos graus de liberdade (escoamento turbulento). As colisões partícula-parede afetaram parâmetros como a velocidade de rotação das partículas, amplificando a magnitude da força de sustentação por rotação. No entanto, a força mais influente foi a força de arrasto. À medida que a velocidade de rotação aumentava, a energia cinética turbulenta e as flutuações também aumentavam, influenciando diretamente o aumento na velocidade do transporte das partículas pela região anular.

---

Palavras chave: Escoamentos turbulentos particulados no fundo de poço, Método de Fronteira Imersa, Simulação de grandes estruturas, Abordagem Euler-Lagrange, Acoplamento de uma e duas vias, Colisão partícula-parede.

PUELLES, S. C. P., **NUMERICAL SIMULATION OF PARTICULATE TURBULENT FLOWS AT THE BOTTOM HOLES IN DRILLING**. 2023. Doctor thesis, University Federal de Uberlândia, Uberlândia, Brazil.

### Abstract

The current work focuses on modeling and numerical simulation of turbulent particulate flows in drilling processes, specifically in the bottom hole region. In this process, drilling fluid is pumped through the rotating drill string and ejected through the bit nozzles. The jets impact the well's bottom, aiding in dispersing the particles generated during cutting. The particulate flow continues through the annular region to the surface. To represent this problem, we employ a simplified system that encompasses both the well and the drill string, modeled using the immersed boundary method. We utilize a numerically developed parallel platform, with a focus on solving the Navier-Stokes equations. The derivatives of the diffusive and advective terms are approximated by centered second-order differences. Spatial discretization was performed using the finite-volume method, while temporal discretization was handled using the second-order (explicit) Adams-Bashforth scheme. The Large Eddy Simulation methodology is employed to address the turbulence phenomenon, incorporating the dynamic sub-grid model. In the treating the dispersed phase, we employ the immersed boundary method in conjunction with the Euler-Lagrange approach in the point-particle framework. One-way and two-way couplings were explored. For the main problem, a Reynolds number of 3500 was considered, and the particle cloud was positioned between the drill bit and the semi-spherical wellbore bottom. The influence of particle concentration was investigated, ranging from volumetric fractions between 0.001% and 0.0045%, as well as the influence of the rotation of the drill string for Taylor number values of 0, 267.1, and 534.2 in the wellbore flow. The results indicated that the dynamics of the particles are directly influenced by the flow velocity field and the characteristics of the turbulent structures present. It was observed that the two-way coupling approach showed better agreement with experimental data. Through statistical analyses, such as probability density function and calculation of the mean square displacement, we were able to explore the distribution and behavior of the particles in systems with multiple degrees of freedom (turbulent flow). Particle-wall collisions affected parameters such as particle rotation speed, amplifying the magnitude of the rotational lift force. However, the most influential force was the drag force. As the rotation speed increased, turbulent kinetic energy and fluctuations also increased, directly influencing the increase in particle transport velocity through the annular region.

---

Keywords: Bottom hole particulate flow, Immersed Boundary Method, Large Eddy Simulation, Euler-Lagrange approach, One-way and two-way coupling, Particle-wall collision.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Ilustrações com relação ao processo de perfuração: (a) Diagrama de Fluxo do processo de perfuração, (b) configuração de um sistema convencional de perfuração (SOUZA, 2018). .....	3
Figura 2.1 – Comparação dos históricos da posição de uma partícula observada (linhas grossas) e do traçador passivo simulado (linha fina), ambos começando do mesmo ponto (ponto preto) (TSORNG, CAPART, et al., 2008). .....	10
Figura 2.2 – Distribuição de partículas na cavidade bidimensional (KOSINSKI, KOSINSKA e HOFFMANN, 2009). .....	11
Figura 2.3 – Localização da nuvem de partículas no campo do escoamento para o tempo 0 segundos (SAFDARI e KIM, 2014). .....	12
Figura 2.4 – Trajetória do experimento material: (a) esfera de teflon imersa em ar, (b) esfera de aço imersa em óleo de silicone (GONDRET, LANCE e PETIT, 2002). .....	13
Figura 2.5 – Aplicações direcionais de vários poços na localização de uma superfície (SHORT, 1993). .....	20
Figura 2.6 – Poço vertical e poços direcionais (AZAR e SAMUEL, 2007). .....	21
Figura 2.7 – Sistema de perfuração: (a) esquema de circulação da lama de perfuração adaptado de (GUO e LIU, 2011), (b) ilustração do sistema de perfuração no leito marinho (Enhanced Drilling, 2023). .....	22
Figura 2.8 – Regiões de contração no trajeto da coluna de perfuração: (a) no <i>shock sub</i> , (b) no <i>tooljoint</i> (FORD, 2017), (c) na broca do tipo PDC (KARADZHOVA, 2014). .....	23
Figura 2.9 – Representação esquemática do escoamento através dos bocais da broca, adaptado de Bourgoyne, Millheim, et al. (1986). .....	25
Figura 2.10 – Esquema do trabalho de PID no poço (CASAS, DE-POUPLANA, et al., 2022). .....	27
Figura 2.11 – Trecho da seção do teste durante o processo de transporte de partículas com rotação do duto (OZBAYOGLU, SAASEN, et al., 2008). .....	31
Figura 2.12 – Visualização das partículas na região anular: (a) coluna de perfuração convencional, (b) coluna de perfuração com quatro lóbulos (YAN, QU, et al., 2020). .....	32

Figura 2.13 – a) Representação geométrica da broca PDC com diâmetro duplo, b) mapa de distribuição de partículas no fundo de poço. (YAN, GUAN, <i>et al.</i> , 2020) .....	32
Figura 2.14 – Dinâmicas das partículas, com iso-superfície e linhas de corrente (BORGES, 2020). .....	33
Figura 2.15 – Iso-superfícies de velocidades, com rotação de 25rpm: (a) broca PDC e (b) broca triconica. (PUELLES, 2019) .....	34
Figura 3.1 – Representação da broca do tipo PDC código IADC-M433 (MICON-DRILLING, 2016). .....	38
Figura 3.2 – Representação da: (a) broca; (b) vista fronta da malha euleriana (preto) e lagrangiana (vermelho). .....	39
Figura 3.3 – Configuração do problema de fundo de poço: (a) Vista solida da coluna de perfuração e poço, (b) Vista 3D da coluna de perfuração-renderização, (c) Caracterização das medidas do sistema poço-coluna de perfuração. ....	39
Figura 3.4 – Representação: (a) Domínio euleriano e lagrangiano; (b) condições de contorno; (c) malha euleriana (preto) e lagrangiana (vermelho). .....	42
Figura 3.5 – Esquema da distribuição inicial de 39423 partículas no fundo de poço. ....	42
Figura 3.6 – Distribuição da densidade espectral de energia associada à distribuição temporal da informação $\phi(x, t)$ (SILVEIRA NETO, 2020). .....	44
Figura 3.7 – Representação da malha lagrangiana e a malha euleriana (VANELLA e BALARAS, 2009). .....	52
Figura 3.8 – Partícula imerso em um escoamento cisalhante (CROWE, SCHWARZKOPF, <i>et al.</i> , 2012). .....	57
Figura 3.9 – Força de Magnus atuando em uma partícula rotando em um fluido (CROWE, SCHWARZKOPF, <i>et al.</i> , 2012). .....	59
Figura 3.10 – Partícula colidindo com a parede (BREUER, ALLETTTO e LANGFELDT, 2012). .....	62
Figura 3.11 – Técnicas de discretização. Modificação baseado na referência (ANDERSON, 1995). .....	68
Figura 3.12 – Características geométricas do volume diferencial. ....	69
Figura 4.1 – Problema da cavidade tridimensional com tampa deslizante SAR 1:1. ....	82
Figura 4.2 – Comparação dos perfis do campo de velocidade com os dados da literatura para $Re = 400$ : (a) Componente $u/U$ ; (b) componente $w/U$ . ....	82
Figura 4.3 – Visualização das linhas de corrente das estruturas tridimensionais: (a) Presente, malha não uniforme $64^3$ ; (b) Tsornng, Capart, <i>et al.</i> (2008). ....	83
Figura 4.4 – Comparação com dados da literatura para o $Re=10000$ : (a) perfis médios; (b) perfis $rms$ . ....	84

Figura 4.5 – Perfis de velocidade: (a) e (b) perfis médios de velocidade; (c) e (d) <i>rms</i> ; (e) e (f) média do produto das flutuações. ....	85
Figura 4.6 – Representação do domínio lagrangiano do problema. ....	87
Figura 4.7 – Representação dos domínios euleriano e lagrangiano, conjuntamente com as condições de contorno. ....	88
Figura 4.8 – Representação esquemática das posições adimensionais dos perfis para o Reynolds 5303 (SÁNCHEZ, 2011). ....	88
Figura 4.9 – Perfis de velocidades da componente $w/W$ para malha euleriana de $100 \times 100 \times 280$ com $Re = 5303$ . ....	89
Figura 4.10 – Comparação com a referência bibliográfica: (a) trajetória da partícula ao longo do tempo; (b) valores de velocidade ao longo do tempo. ....	90
Figura 4.11 – Esquema do problema de fundo de poço simplificado com razão de contração 1,97. Adaptado de (BORGES, PADILLA, <i>et al.</i> , 2021). ....	92
Figura 4.12 – Campos de velocidade no plano de entrada para vários instantes, $Re = 5303$ . ....	92
Figura 4.13 – Comparação de perfis temporais no plano de entrada. ....	93
Figura 4.14 – Perfis de velocidade média axial para $ReD = 5303$ , nas posições adimensionais ( $z/D$ ): (a) -1,254; (b) -0,347; (c) -0,1517; (d) -0,0947; (e) -0,0377; (f) 2,0. ....	94
Figura 4.15 – Perfis de intensidade turbulenta $w_{rms}/W$ para $ReD = 5303$ nas posições adimensionais ( $z/D$ ): (a) -0,0947; (b) -0,0377; (c) -0,0092; (d) 2,0. ....	95
Figura 4.16 – Perfis de velocidade axial média $ReD = 40.065$ , nas posições adimensionais: (a) -1,233; (b) -0,219; (c) -0,155; (d) -0,091; (e) -0,0362; (f) 2,0. ....	96
Figura 4.17 – Perfis de intensidade turbulenta, $w_{rms}/W$ para $ReD = 40.065$ nas posições adimensionais: (a) -0,0088; (b) 2,0. ....	97
Figura 4.18 – Sonda A para $ReD = 5303$ : (a) Sinais de flutuação $w'$ ; (b) PDF. ....	98
Figura 4.19 – Sonda A para $ReD = 40065$ : (a) Sinais de flutuação $w'$ ; (b) PDF. ....	99
Figura 4.20 – Espectro de energia na sonda A: (a) $ReD = 5303$ ; (b) $ReD = 40065$ . ....	100
Figura 4.21 – Energia cinética turbulenta $k^* = kD/vW$ no plano $x=0.55$ : (a) 5303; (b) 40065. ....	101
Figura 4.22 – Comparação de forças de impacto (dimensional) para $Re = 5303$ e 40065. ....	103
Figura 4.23 – Comparação da trajetória das 3 componentes cartesianas para os três tipos de malha, uma via. ....	105
Figura 4.24 – Trajetória 3D da partícula, acoplamento uma via: (a) malha $60^3$ ; (b) malha $80^3$ . ....	106
Figura 4.25 – Histórico da posição adimensional da partícula para malha $64^3$ : (a) direção $x$ ; (b) direção $y$ ; (c) direção $z$ . ....	107

Figura 4.26 – Histórico do campo de velocidade adimensional: (a) componente $u_p$ ; (b) componente $v_p$ ; (c) componente $w_p$ .....	108
Figura 4.27 – Trajetória 3D da partícula: (a) malha $64^3$ 1 via; (b) malha $64^3$ 2 via; (c) Referência numérica; (d) Referência experimental (TSORNG, CAPART, <i>et al.</i> , 2008). .....	109
Figura 4.28 – Influência da colisão parede-partícula ao longo do tempo adimensional: (a) Número de Reynolds da partícula; (b) magnitude de rotação normalizada. ....	110
Figura 4.29 – Forças de arrasto, sustentação por cisalhamento e sustentação por rotação: (a) uma via; (b) duas vias.....	111
Figura 4.30 –Trajetória 3D da partícula para o acoplamento de uma (a) e duas vias (b) considerando uma malha de $64^3$ , nos instantes 183,36; 225,18; 201,57 e 240,63 que correspondem as posições A) $x/S= 0,0904$ ; $y/S=0,4495$ ; $z/S= 0,9820$ B) $x/S= 0,0273$ ; $y/S=0,0150$ ; $z/S= 0,9850$ ; C) $x/S= 0,0150$ ; $y/S=0,3361$ ; $z/S= 0,9850$ e D) $x/S= 0,4420$ ; $y/S=0,3653$ ; $z/S= 0,9608$ . ....	112
Figura 4.31 – Conjunto de partículas imersas no escoamento na cavidade 3D, para diferentes instantes (liberadas em $tU/S = 0$ ): (a) acoplamento de 1 via; (a) acoplamento de 2 vias. .	113
Figura 4.32 – Partículas coloridas de verde segundo a distância menor a 0,001m: a) uma via; (b) duas vias. ....	115
Figura 4.33 – Distribuição espacial das partículas nos planos e seus PDF correspondentes mostrando a probabilidade $p(r)$ como função adimensional do raio para o acoplamento de duas vias. Instante $tU/S = 175$ .....	118
Figura 4.34 – Comparação de Histogramas de distribuição de probabilidades, uma via (vermelho) e duas vias (preto), no instante $tU/S = 175$ . ....	119
Figura 4.35 – Número de ocorrências acumulada $tU/S = 0 - 175$ nos acoplamentos de uma e duas vias: a) Distribuição espacial partículas nos planos; b) Histogramas.....	121
Figura 4.36 – Histórico temporal do MSD para os acoplamentos de uma e duas vias, liberadas em $tU/S = 0$ . ....	121
Figura 4.37 – Conjunto de partículas imersas no escoamento na cavidade 3D, para diferentes instantes, liberadas após o desenvolvimento do escoamento (260,5), acoplamento uma via. ....	122
Figura 4.38 – Conjunto de partículas imersas no escoamento na cavidade 3D, para diferentes instantes, liberadas após o desenvolvimento do escoamento (260,5), acoplamento duas vias. ....	123
Figura 4.39 – Conjunto de partículas imersas no escoamento na cavidade 3D, para diferentes instantes liberadas após o desenvolvimento do escoamento (260,5), acoplamento uma via VESFI. ....	124

Figura 4.40 – Distribuição espacial das partículas nos planos B, D e E, para as partículas liberadas após escoamento desenvolvido no acoplamento uma via: (a) 1 via; (b) 1 via VESFI. ....	125
Figura 4.41 – Histograma da distribuição das partículas nos planos $y/s= 0.0765625$ , $z/S=0.49375$ e $x/S=0.49375$ . Partículas liberadas após $tU/S = 260,5$ , acoplamento de uma via e uma via VESFI.....	126
Figura 4.42 – Partículas liberadas após $tU/S = 260,5$ , acoplamento 2 vias. a) Distribuição espacial das partículas no plano $y/s= 0.0765625$ , $z/S=0.49375$ e $x/S=0.49375$ . b) Histograma da distribuição das partículas nos planos correspondentes. ....	128
Figura 4.43 – Histórico do deslocamento quadrático médio, nuvem de partículas liberadas após $tU/S = 260,5$ do escoamento desenvolvido. ....	129
Figura 4.44 – Distribuição de partículas no instante 14 segundos, $C = 0,001\%$ e $Ta = 0$ : (a) 1 via VESFI; (b) 1 via.....	133
Figura 4.45 – Cenário 1 via VESFI (caso 1), $Ta = 0$ e $C = 0,001\%$ : (a) Distribuição de partículas na seção transversal; (b) histograma correspondente a probabilidade $p(r)$ como uma função do raio. ....	134
Figura 4.46 – Cenário 1 via (caso 2), $Ta = 0$ e $C = 0,001\%$ : (a) Distribuição de partículas na seção transversal; (b) histograma correspondente a probabilidade $p(r)$ como uma função do raio. ....	135
Figura 4.47 – Histórico temporal do MSD para os cenários 1 via VESFI (caso 1) e 1 via (caso 2) para $C = 0,001\%$ .....	137
Figura 4.48 – Histórico temporal do MSD para as diferentes concentrações associado no cenário VESFI.....	137
Figura 4.49 – Histórico do número de partículas no plano P2 no cenário VESFI (casos 1, 3 – 6). ....	138
Figura 4.50 – Coluna da esquerda, iso-superfícies de velocidade $w=0,45\text{m/s}$ e $w=-0,4\text{m/s}$ (azul) para o instante 14 segundos. Coluna da direita, linhas de corrente baseado no campo médio de velocidades. Casos: (a) uma via; (b) duas vias. ....	140
Figura 4.51. Evolução temporal da distribuição das partículas para concentração $C1$ , $Ta = 0$ : (a) uma via; (b) duas vias.....	141
Figura 4.52 – Distribuições acumuladas das partículas nos planos P1, P2 e P3, para concentração $C1$ e $Ta = 0$ : (a) uma via; (b) duas vias. ....	142
Figura 4.53 – Histogramas de função de densidade de probabilidade em relação ao raio adimensional $r$ , nos planos P1, P2 e P3, para concentração $C1$ e $Ta = 0$ : (a) uma via; (b) duas vias. ....	143
Figura 4.54 – Histórico temporal do MSD para uma via e duas vias para $C = 0,001\%$ .....	143

Figura 4.55 – Linhas de corrente para $Ta = 0$ , no instante de 14 segundos, para as concentrações: (a) C1; (b) C2; (c) C3; (d) C4; (e) C5.....	144
Figura 4.56 – Evolução temporal dos escoamentos, $Ta = 267,1$ e C5. Instantes: (a) 7s; (b) 8s; (c) 9s; (d) 10s; (e) 11s; (f) 12s; (g) 13s; (h) 14s. ....	145
Figura 4.57 – Evolução temporal dos escoamentos, $Ta = 534,2$ e C5. Instantes: (a) 7s; (b) 8s; (c) 9s; (d) 10s; (e) 11s; (f) 12s; (g) 13s; (h) 14s. ....	146
Figura 4.58 – Perfis de velocidade média na componente axial adimensional $w/W$ , para os diferentes números de Taylor 0, 267,1 e 534,2: (a) C1; (b) C5. ....	147
Figura 4.59 – Perfis de velocidade média na componente tangencial adimensional $v/W$ , para os diferentes números de Taylor 0, 267,1 e 534,2: (a) C1; (b) C5.....	148
Figura 4.60 – Perfis de velocidade da componente adimensional $w_{rms}/W$ para $Ta = 534,2$ variando as concentrações. ....	149
Figura 4.61 – Energia cinética turbulenta $k^* = kd/(vW)$ para diversas concentrações: (a) $Ta = 0$ ; (b) $Ta = 534,2$ .....	150
Figura 4.62 – Representação das estruturas turbilhonares utilizando o critério Q para diversas concentrações no instante 9 segundos: (a) $Ta = 0$ ; (b) $Ta = 267,1$ ; (c) $Ta = 534,2$ . ....	151
Figura 4.63 – Linhas de corrente correspondente a C5 no instante 14s, para os números de Taylor: (a) 0; (b) 267,1; (c) 534,2. ....	152
Figura 4.64 – Linhas de corrente utilizando os campos médios da velocidade, para as concentrações: (a) C1; (b) C2; (c) C3; (d) C4; (e) C5.....	153
Figura 4.65. Linhas de corrente representado por <i>ribbons</i> baseado nos campos médios para os números de Taylor: (a) 0; (b) 267,1; (c) 534,2. ....	155
Figura 4.66 – Distribuição tridimensional das partículas ao longo do tempo para C5: (a) $Ta = 0$ ; (b) $Ta = 267,1$ ; (c) $Ta = 534,2$ .....	157
Figura 4.67 – Panos P1, P2 e P3 do caso $Ta = 534,2$ , concentração de partículas C1: (a) distribuição acumulada de partículas; (b) contornos de velocidade axial média da partícula. ....	158
Figura 4.68 – Histogramas de função de densidade de probabilidade em relação ao raio adimensional $r$ , nos planos P1, P2 e P3, para $Ta = 534,2$ e C1, associado ao caso 18. ..	159
Figura 4.69 – Distribuições acumuladas das partículas nos planos P1, P2 e P3 para C5: (a) $Ta = 0$ ; (b) $Ta = 267,1$ ; (c) $Ta = 534,2$ . ....	160
Figura 4.70– Contornos de velocidade axial média das partículas nos planos P1, P2 e P3 para C5: (a) $Ta = 0$ ; (b) $Ta = 267,1$ ; (c) $Ta = 534,2$ .....	161
Figura 4.71– Contornos do módulo da velocidade das partículas nos planos P1, P2 e P3 para C5 e $Ta = 534,2$ .....	162

Figura 4.72 – Histogramas de função de densidade de probabilidade em relação ao raio adimensional $r$ , nos planos para $C5$ : (a) $Ta = 0$ ; (b) $Ta = 267,1$ ; (c) $Ta = 534,2$ .....	163
Figura 4.73 – Histórico temporal do MSD para os casos 7 a 11, $Ta = 0$ e diversas concentrações. ....	164
Figura 4.74 – Histórico temporal do MSD para os casos 13 a 17, $Ta = 267,2$ e diversas concentrações. ....	165
Figura 4.75 – Histórico temporal do MSD para os casos 18 a 22, $Ta = 534,2$ e diversas concentrações. ....	165
Figura 4.76 – Histórico temporal do MSD para $C4$ e $Ta = 0$ ; $267,1$ ; $534,2$ . ....	166
Figura 4.77– Gráficos da taxa de transporte de cascalho em relação à fração volumétrica de partículas ( $C$ ). ....	167
Figura 6.1 – Perfis de velocidades com imposição de ruído branco, para intensidades turbulentas: (a) 2%; (b) 5%. ....	196
Figura 6.2 – Sinais das flutuações de velocidade para uma intensidade turbulenta de 5%: (a) sonda 1 (0, 0,25, 0); sonda 2 (0, 0, 0). ....	197
Figura 6.3 – Espectro de energia associada à Figura 6.2: (a) sonda 1 (0, 0,25, 0); (b) sonda 2 (0, 0, 0). ....	198
Figura 6.4 – Invariantes Q e R para um escoamento incompressível. Diferentes regiões são denominadas de acordo a terminologia de (CHONG, PERRY e CANTWELL, 1990). ....	201
Figura 6.5 – Sonda na posição P1 (0,1, 0,5, 0,25), $ReD = 3200$ , colunas: (e) Sinais de flutuação; (f) PDF.....	203
Figura 6.6 – Sonda na posição P0 (0,5, 0,1, 0,5), $ReD = 10000$ , colunas: (e) Sinais de flutuação; (f) PDF.....	204
Figura 6.7 – Mapas dos invariantes dos tensores no plano $z=0,5$ para $Re = 3200$ , mudando temporalmente conforme as colunas: (g) 50s; (h) 80s; (i) 300s.....	205
Figura 6.8 – Isso-superfícies Q coloridas de acordo com o módulo da velocidade $U$ , para $Re = 3200$ : (a) 50s; (b) 80s; (c) 300s.....	206
Figura 6.9 – Mapas dos invariantes dos tensores no plano $z=0,5$ para $Re = 10000$ , mudando temporalmente conforme as colunas: (g) 50s; (h) 80s; (i) 300s.....	207
Figura 6.10 – Isso-superfícies Q coloridas de acordo com o módulo da velocidade $U$ , para $Re = 10000$ : (a) 50s; (b) 80s; (c) 300s.....	208

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1. Propriedades física do fluido: Massa específica e viscosidade dinâmica, da experiência material de (GONDRET, LANCE e PETIT, 2002). .....	13
Tabela 2.2. Propriedades físicas dos materiais das esferas. Da experiência material (GONDRET, LANCE e PETIT, 2002). .....	14
Tabela 2.3. Classificação dos sólidos quanto o tamanho. Adaptado de (GROWCOCK e HARVEY, 2005). .....	28
Tabela 2.4. Nome dos agregados em função de sua granulação. Adaptado de (FAGUNDES, 2018). .....	29
Tabela 2.5. Velocidades de rotação para brocas PDC, dependendo da formação do solo. Adaptado da fonte (keysbit.com). .....	35
Tabela 4.1. Relação entre o máximo e mínimo tamanho dos volumes da Figura 4.4. ....	86
Tabela 4.2. Parâmetros geométricos da cavidade tridimensional para as metodologias DNS e LES. ....	86
Tabela 4.3. Média temporal da força de impacto total adimensionalizadas ( $Ffp/(\mu w)$ ), para $ReD$ 5303 e 40065. ....	102
Tabela 4.4. Casos associados ao transporte de conjunto de partículas. ....	114
Tabela 4.5. Posição de planos extraídos para análise PDF. ....	116
Tabela 4.6. Número de partículas em cada plano relacionado à Figura 4.33. ....	116
Tabela 4.7. Custo computacional dos casos CP2. ....	130
Tabela 4.8. Número de Taylor associado à rotação da coluna de perfuração. ....	131
Tabela 4.9. Resumo dos casos considerados nesta seção. ....	132
Tabela 4.10. Posição de planos extraídos para análise PDF relacionado com o problema do fundo de poço e broca PDC simplificada. ....	136
Tabela 4.11. Número de partículas nos planos P1 a P3 para os cenários 1 via VESFI e 1 via associado aos casos 1 e 2. ....	136
Tabela 4.12. Comparação da taxa de transporte de partículas, CTR (%). ....	138
Tabela 4.13. Custo computacional em horas para um segundo físico de simulação. ....	139
Tabela 4.14. Quantidade de partículas no plano P2 após o instante 14 segundos. ....	142
Tabela 4.15. Ângulos de inclinação das linhas de corrente em função ao número de Taylor. ....	149
Tabela 4.16. Valores médios da força de impacto (N) no fundo de poço. ....	156
Tabela 4.17. Quantidade de partículas registradas no plano P2, até 9 segundos físicos. ...	159

Tabela 4.18. CTR (%) associado ao plano P2 correspondentes aos diversos até 9 segundos físicos. ....	166
Tabela 4.19. Custo computacional em horas para um segundo físico de simulação.....	167
Tabela 6.1. Máxima porcentagem de intensidade turbulenta para cada método.....	197
Tabela 6.2. Informação sobre os invariantes dos tensores: gradiente de velocidade, taxa de deformação e taxa de rotação. ....	202

## LISTA DE SÍMBOLOS

### Letras Latinas

$a$	Número aleatório	
$\forall$	Volume	$m^3$
$C$	Fração volumétrica ou concentração de partículas	
$c_{adv}$	Constante da velocidade de transporte advectivo	
$C_D$	Coeficiente de arrasto	
$C_{ls}$	Coeficiente de sustentação por cisalhamento	
$C_{lr}$	Coeficiente de sustentação por rotação	
$C_{ij}$	Tensor sub-malha cruzado	
$C_s$	Constante de Smagorinsky	
$C(\vec{x}, t)$	Coeficiente dinâmico	
$D$	Diâmetro maior	$m$
$d$	Diâmetro menor	$m$
$e_f$	Fator ponderado	
$e_{Max}$	Coeficiente de restituição máximo	
$e_n$	Coeficiente de restituição normal	
$e_t$	Coeficiente de restituição tangencial	
$E$	Módulo de Young	$Pa$
$F$	Força no domínio lagrangiano	$N/m^3$
$F_{fp}$	Força de impacto	$N$
$F_p$	Soma das forças que atuam na partícula	$N$
$F_{g,b}$	Força da gravidade sob a partícula	$N/kg$
$F_{d,s}$	Força de arrasto sob a superfície da partícula	$N/kg$
$F_{by,s}$	Força de empuxo sob a superfície da partícula	$N/kg$
$F_{ls}$	Força de sustentação devido ao cisalhamento	$N/kg$
$F_{lr}$	Força de sustentação devido à rotação	$N/kg$
$F_{p,b}$	Força de corpo sob a partícula	$N$
$F_{p,s}$	Força de superfície sob a partícula	$N$
$F_{res}$	Força resultante	$N$
$f$	Força no domínio euleriano	$N/m^3$
$f_c$	Frequência de corte	$Hz$

$f_e$	Frequência de excitação	Hz
$f_{er}$	Fator de expansão e redução	
$g$	gravidade	$m/s^2$
H	Altura do bocal com respeito ao fundo de poço	mm
$I$	Intensidade turbulenta, Momento de Inercia ( $kg.m^2$ )	
K	Índice de consistência do escoamento	
$k$	Energia cinética turbulenta	$m^2/s^2$
$L$	Comprimento	m
$L_c$	Distância entre centros da partícula	m
$L_{ij}$	Tensor de Leonard	m
$m_p$	Massa da partícula	kg
$N_p$	Número de partículas	
$n$	Índice de comportamento do escoamento, direção	
$n_k$	Número de pontos lagrangianos	
$P$	Pressão	Pa
$P'$	Correção da pressão	Pa
Q	critério	
$Re$	Número de Reynolds	
$Re_p$	Número de Reynolds da partícula	
$Re_r$	Número de Reynolds da partícula em rotação	
$Re_s$	Núm. de Reynolds da partícula no escoamento cisalhante	
$r$	Componente radial	m
$rp$	Parâmetro de Penalização	
$res$	Restrição ou penalidade	
$rpm$	Ou RPM ( $rev/min$ )	
$S$	Comprimento característico	m
$S_{ij}$	Tensor taxa de deformação	1/s
$St$	Número de Stokes	
$t$	Tempo	s
$T$	Torque	N.m
$T_{ij}$	Tensor das tensões turbulentas	
$Ta$	Número de Taylor	
$u$	Velocidade na direção do eixo x	m/s
$u_{pr}$	Velocidade relativa no momento da colisão	m/s
$U$	Velocidade média na direção do eixo x	m/s

$v$	Velocidade na direção do eixo $y$	$m/s$
$V_r$	Velocidade relativa	$m/s$
$V_s$	Velocidade de sedimentação ou terminal	$m/s$
$V$	Velocidade na direção do eixo $y$	$m/s$
$w$	Velocidade na direção do eixo $z$	$m/s$
$w_A$	Amplitude de oscilação	$m$
$W$	Velocidade média na direção $z$ .	$m/s$
$x$	Componente $x$ do sistema de coordenadas cartesianas	
$y$	Componente $y$ do sistema de coordenadas cartesianas	
$z$	Componente axial do sistema de coordenadas	

### Letras Gregas

$\Delta t$	Passo de tempo	$s$
$\Delta t_{adv}$	Passo de tempo, contribuição advectiva	$s$
$\Delta t_{CFL}$	Passo de tempo para condição CFL	$s$
$\Delta t_{dif}$	Passo de tempo, contribuição difusiva	$s$
$\beta$	Razão de contração	
$\delta_{ij}$	Tensor $\delta_{ij}$ de Kronecker	
$\varepsilon_c$	Eficiência de coleta	
$\varepsilon$	Potência específica de transformação viscosa	$W/kg$
$\mu$	Viscosidade dinâmica	$Pa \cdot s$
$\mu_{dy}$	Coefficiente de atrito dinâmico	
$\mu_{st}$	Coefficiente de atrito estático	
$\nu$	Viscosidade cinemática	$m^2/s$
$\nu_e$	Viscosidade efetiva	$m^2/s$
$\nu_t$	Viscosidade turbulenta	$m^2/s$
$\eta$	Comprimento característico de Kolmogorov	$m$
$\omega$	Velocidade angular ( $rad/s$ ), vorticidade ( $1/s$ )	
$\Omega$	Tensor Vorticidade, rotação relativa ( $rad/s$ )	
$\theta$	Ângulo	
$\phi$	Função peso	
$\varphi$	Variável genérica	
$\tau_{ij}$	Tensor Global Sub-Malha de Boussinesq-Reynolds	
$\rho$	Massa específica	$kg/m^3$

## Letras manuscritas

$\wp^k$  Injeção de energia cinética  $k$

## Operadores

$\partial$  Derivada parcial

$| |$  Valor absoluto

$\sum$  Somatório

$\int$  Integral

## Indicadores

$g$  Variável genérica

$\bar{g}$  Variável filtrada

$\hat{\hat{g}}$  Variável filtrada duas vezes

$\hat{g}$  Filtragem teste

$g'$  Flutuação da variável

$\vec{g}$  Vetor

$g_{ij}$  Tensor

$\bar{\Delta}$  Comprimento característico do filtro a nível da malha

$\hat{\Delta}$  Comprimento característico do filtro teste

## Índices

$a$  Região anular

$r$  Componente radial

$e$  Condição de entrada

$s$  Condição de saída

max Valor máximo

$P$  Partícula, centro do volume de controle

$n$  Face norte do volume de controle, componente normal

$N$	Ponto central norte do volume de controle
$o$	Valor observado
$s$	Face sul do volume de controle
$S$	Ponto central sul do volume de controle
$w$	Face oeste do volume de controle
$e$	Face leste do volume de controle
$E$	Ponto central leste do volume de controle
$f$	Face frontal do volume de controle
$F$	Ponto central frontal do volume de controle
$b$	Face posterior do volume de controle
$B$	Ponto central posterior do volume de controle
$i,j$	Ponto central da malha ou componente de um tensor
$l$	Representação de uma direção
$k$	Domínio lagrangiano
$rms$	Raiz quadrada média das flutuações turbulentas
$t$	Variável turbulenta
$ta$	Direção tangencial

### Superíndices

$*$	Grandezas estimadas, grandezas adimensionalizadas
$\sim$	Grandezas aproximada
$t$	Tempo precedente
$t+1$	Tempo atual

## ABREVIATURAS E SIGLAS

### Siglas

AI	Inteligência artificial ( <i>Artificial Intelligence</i> )
ADT	Altura dinâmica total
API	Instituto de Petróleo Americano ( <i>American Petroleum Institute</i> )
BHA	Montagem do fundo de poço ( <i>Bottom Hole Assembly</i> )
CAD	Desenho assistido por computador ( <i>Computer Aided Desing</i> )
CFD	Dinâmica de fluidos computacional ( <i>Computational Fluid Dynamics</i> )
CFL	Courant-Friedrich-Lewy
CTR	Taxa de transporte de partículas ( <i>cutting transport ratio</i> )
DC	Comandos ( <i>Drill Collars</i> )
DNS	Simulação Numérica Direta ( <i>Direct Numerical Simulation</i> )
DEM	Método do elemento discreto ( <i>Discrete Element Method</i> )
DF	Filtros digitais ( <i>Digital Filters</i> ), Forçagem direta ( <i>Direct Forcing</i> )
DPM	Modelo da partícula discreta ( <i>Discrete Particle Model</i> )
DP	Duto de perfuração ( <i>Drill Pipe</i> )
EE	Euler-Euler
EL	Euler-Lagrange
FFT	Transformada rápida de Fourier ( <i>Fast Fourier Transform</i> )
FS	Fator de segurança
FO	Função objetivo
FVM	Método de volumes finitos ( <i>Finite Volume Method</i> )
GCC	( <i>GNU Compiler Collection</i> )
IADC	( <i>International Association of Drilling Contractors</i> )
IBM	Método de Fronteira Imersa ( <i>Immersed Boundary Method</i> )
ISO	( <i>International Organization for Standardization</i> )
LBM	Método de Lattice Boltzmann ( <i>Lattice Boltzmann Method</i> )
LCG	Gerador Linear Congruencial ( <i>Linear Congruential Generator</i> )
LE	Linha de energia
LES	Simulação das grandes estruturas ( <i>Large Eddy Simulation</i> )
LPC	Conceito de parcela lagrangiana ( <i>Lagrangian Parcel Concept</i> )
MLS	Método de mínimo quadrados ( <i>Moving Least Squares Method</i> )

MSD	Deslocamento Quadrático Médio ( <i>Mean Square Displacement</i> )
MR	Método do resíduo
N-S	Navier-Stokes
NL	Número de iterações
PDC	Diamante Policristalino Compacto ( <i>Polycrystalline Diamond Compact</i> )
PDF	Função de densidade de probabilidade ( <i>Probability Density Function</i> )
PID	Perfuração por impacto de partícula ( <i>Particle Impact Drilling</i> )
PISO	<i>Pressure-Implicit with Splitting of Operators</i>
PIV	Velocimetria por imagem de partículas ( <i>Particle Image Velocimetry</i> )
POD	Decomposição ortogonal própria ( <i>Proper Orthogonal Decomposition</i> )
PP	Ponto-Partícula ( <i>Particle - Point</i> )
PSO	Algoritmo de Enxame de Partículas ( <i>Particle Swarm Optimization</i> )
ROP	Taxa de penetração ( <i>Rate of Penetration</i> )
SEM	Modelo das estruturas sintéticas ( <i>Synthetic Eddy Model</i> )
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>
SIMPLEC	<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations - Consistent</i>
SIMPLER	<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations - Revised</i>
RFG	Gerador de escoamento aleatório ( <i>Random Flow Generator</i> )
RHS	Termo do lado direito da equação do momentum ( <i>Right-Hand Side</i> )
RPM	Método da partícula aleatória ( <i>Random Particle Method</i> )
SAR	Razão de aspecto transversal ( <i>Spanwise aspect ratio</i> )
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
VESFI	Campo de velocidades estacionário com solução fluidodinâmica interrompida
VM	Método do vórtice ( <i>Vortex Method</i> )
WOB	Peso sobre a broca ( <i>Weigth On Bit</i> )

## SUMÁRIO

Letras Latinas .....	xvii
Letras Gregas .....	xix
Letras manuscritas .....	xx
Operadores.....	xx
Indicadores .....	xx
Índices .....	xx
Superíndices.....	xxi
Siglas .....	xxii
<b>1 CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
1.1 Motivação.....	3
1.2 Objetivos .....	3
1.3 Justificativas.....	4
1.4 Estrutura da presente tese .....	5
<b>2 CAPÍTULO II – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</b>	<b>7</b>
2.1 Escoamentos particulados em cavidades.....	7
2.2 Turbulência sintética na condição de entrada.....	14
2.3 Escoamentos em sistemas de perfuração.....	19
<b>3 CAPÍTULO III - METODOLOGIA.....</b>	<b>36</b>
3.1 Problema.....	36
3.2 Modelo físico .....	36
3.3 Modelagem matemática .....	43
3.3.1 Modelagem da fase continua .....	43
3.3.2 Modelagem da fase dispersa .....	52
3.4 Modelagem numérica.....	67
3.4.1 Dominio euleriano .....	68
3.4.2 Dominio lagrangiano .....	75
<b>4 CAPÍTULO IV - RESULTADOS.....</b>	<b>80</b>
4.1 Processo de verificação e validação .....	80
4.1.1 Verificação .....	80
4.1.2 Validação .....	81
4.2 Testes preliminares .....	91

4.3	Escoamentos confinados com partículas .....	104
4.3.1	Escoamentos confinados com uma partícula .....	104
4.3.2	Escoamentos confinados com partículas .....	112
4.4	Escoamentos no fundo de poço com broca PDC simplificada .....	130
4.4.1	Campo de velocidades estacionário com solução fluidodinâmica interrompida ....	132
4.4.2	Comparação dos acoplamentos de uma e duas vias .....	139
4.4.3	Fundo de poço com acoplamento de duas vias .....	144
<b>5</b>	<b>CAPÍTULO V – CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS .....</b>	<b>169</b>
5.1	Conclusões .....	169
5.2	Perspectivas.....	171
<b>6</b>	<b>CAPÍTULO VI - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>173</b>
	<b>APÊNDICE A - Refinamento de malha nas bordas da cavidade .....</b>	<b>191</b>
	<b>APÊNDICE B - Turbulência sintética: Ruído branco .....</b>	<b>195</b>
	<b>APÊNDICE C - Tratamento estatístico .....</b>	<b>199</b>
	<b>APÊNDICE D - Fluxograma: cálculo do movimento da partícula .....</b>	<b>209</b>
	<b>APÊNDICE E - Representação esquemática e medidas do problema principal .....</b>	<b>210</b>

# CAPÍTULO I

## INTRODUÇÃO

A aplicação do conhecimento de engenharia resulta em criação de tecnologias e soluções para o desenvolvimento e crescimento da sociedade. Muitas dessas soluções foram obtidas graças a modelos e protótipos que descreveram problemas específicos, realizando experimentos materiais. Uma disciplina da engenharia amplamente reconhecida, a Mecânica dos Fluidos, investiga o comportamento dos fluidos em movimento (dinâmica dos fluidos) ou em repouso (estática dos fluidos), abrangendo uma vasta área no campo da engenharia (WHITE, 2011). Este entendimento aprofundado possibilitou análises mais detalhadas dos processos de perfuração e extração de petróleo.

Com o progresso tecnológico e a evolução dos computadores, tornou-se viável realizar simulações computacionais por meio de modelos matemáticos que representam fenômenos físicos. A simulação computacional engloba diversas áreas, entre elas simulação estrutural, eletromagnética e fluidodinâmica, sendo esta última denominada Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD).

Na criação de geometrias complexas por meio de software assistido por computador (CAD), foi necessário utilizar técnicas numéricas para a resolução das equações que descrevem o comportamento do escoamento. Atualmente, o foco das simulações numéricas reside na melhoria dos modelos matemáticos, visando aumentar a eficácia destes em representar com maior fidelidade a realidade do comportamento físico. O escoamento pode ser modelado através das equações de balanço de momentum linear, culminando nas equações de Navier-Stokes (N-S), além da equação de continuidade.

Inúmeras investigações no âmbito da engenharia de perfuração têm como enfoque o aprimoramento da eficiência do processo, o desenvolvimento de novas tecnologias para a fragmentação de rochas, entre outras abordagens, com o propósito de otimizar a exploração de reservatórios de petróleo. Uma inovadora tecnologia, inspirada na fragmentação de rochas através do impacto de jatos, encontra-se em fase de estudo. Denominada Perfuração por Impacto de Partículas (*Particle Impact Drilling* - PID), essa abordagem de perfuração

fundamenta-se primordialmente na erosão causada pelo impacto de jatos de lama carregados com partículas de alta velocidade sobre a formação rochosa (CASAS, DE-POUPLANA, *et al.*, 2022). A PID demonstra a capacidade de aprimorar a eficiência da fragmentação das rochas e a taxa de penetração (ROP) (ZHAO e ZHAO, 2014), contrabalançando assim, a baixa velocidade de perfuração associada a ela (FANG, REN, *et al.*, 2022).

Com a advento da Inteligência Artificial (*Artificial Intelligence - AI*), espera-se que esta ferramenta possa atuar na redução dos custos e no aprimoramento da eficiência na perfuração. As tecnologias de AI e *big data* apresentam vantagens notáveis na abordagem de problemas complexos com ajustes não lineares substanciais e habilidades em mineração de informações. Consequentemente, a tecnologia inteligente aplicada à perfuração e conclusão de poços é considerada como um agente transformador, emergindo como um tópico de alta relevância nas áreas de pesquisa e desenvolvimento das indústrias de petróleo e gás. A perfuração e conclusão inteligentes envolvem a aplicação de *big data*, AI, engenharia da informação, teoria de controle e outras tecnologias avançadas transformadoras no processo de perfuração e conclusão de poços. Isso almeja realizar detecção avançada, controle em circuito fechado, direcionamento de precisão e tomada de decisões inteligentes por meio de equipamentos automatizados, visando uma notável melhoria na eficiência da perfuração e na redução dos custos associados ao processo de perfuração (LI, SONG, *et al.*, 2022).

A geração de cascalho produto da fragmentação da rocha deve ser removida, portanto, uma série de estudos concentra-se no fluido de perfuração empregado e nos aditivos destinados a transportar o material particulado para limpeza do poço, a fim de evitar problemas sérios, como a obstrução da região anular (DE SOUSA, CABRAL e FAGUNDES, 2015).

O comportamento das partículas no interior do escoamento na região do fundo de poço tem sido objeto de investigação por meio de simulações computacionais, dado que em experiências materiais é difícil medir as características do campo de velocidades do escoamento. Jian, Yiji, *et al.* (2014), conduziram a simulação do escoamento particulado utilizando uma geometria simplificada assemelhando-se a uma broca de perfuração com três bocais de saída. O resultado dessa simulação possibilitou a identificação de cinco regiões distintas: área do jato livre, área de impacto, área de transbordamento, área de retorno e área de vórtice. Na região de área de impacto, observaram-se altas pressões. Após a partícula atingir essa área, ela é direcionada para a parte anular. Além disso, constatou-se que, à medida que o ângulo do jato é aumentado, a pressão radial máxima diminui, ao passo que a área de impacto é ampliada.

A lama de perfuração percorre uma série de componentes como é apresentado na Figura 1.1a. Este estudo concentra-se em uma das diferentes regiões do processo de

perfuração, o fundo de poço. Nesta zona, ocorre a operação de corte e remoção de material (cascalho) que é transportado pelo fluido de perfuração para o ambiente externo, impulsionado pela diferença de pressão. No método convencional, ilustrado na Figura 1.1b, o fluido de perfuração é injetado através da coluna de perfuração e ejetado pelos bocais da broca, desempenhando múltiplas funções como: refrigeração do sistema, a remoção dos resíduos sólidos resultantes do corte e a proteção das paredes do poço.

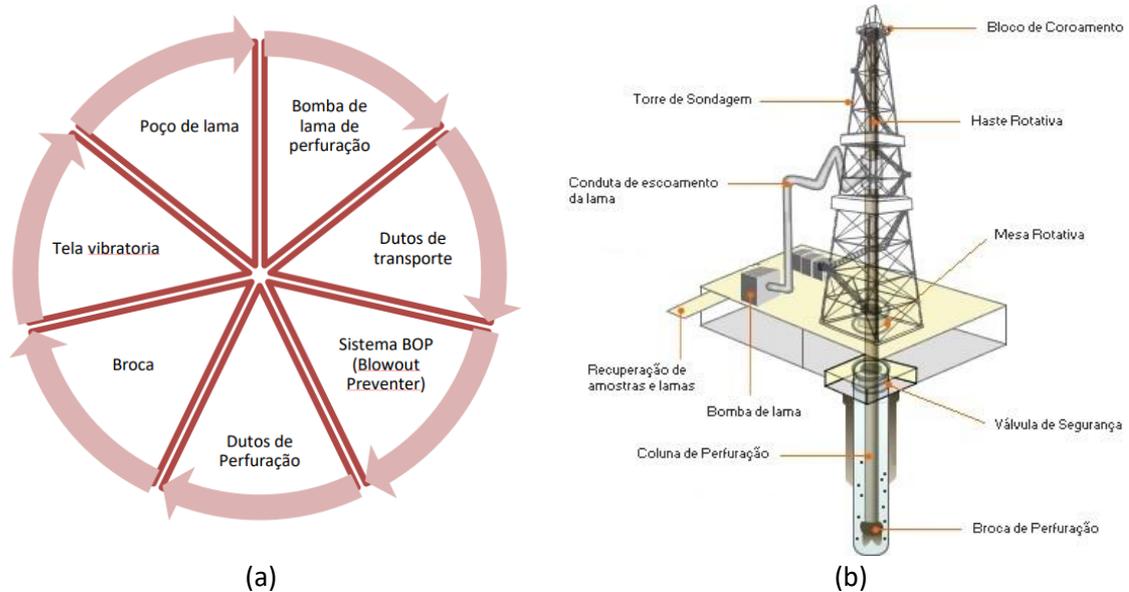


Figura 1.1 – Ilustrações com relação ao processo de perfuração: (a) Diagrama de Fluxo do processo de perfuração, (b) configuração de um sistema convencional de perfuração (SOUZA, 2018).

## 1.1 MOTIVAÇÃO

O estudo de escoamentos turbulentos particulados contribuirá para a compreensão de regiões de concentração do material de corte, permitindo a identificação de aglomerações que podem obstruir a broca, resultando em interrupções indesejadas. A compreensão deste fenômeno, aliadas a tomadas de decisão bem fundamentadas, pode viabilizar o aumento de eficiência do processo, reduzir o desgaste dos equipamentos e minimizar custos operacionais.

## 1.2 OBJETIVOS

O objetivo do presente trabalho consiste em estudar numericamente os escoamentos turbulentos particulados na região do fundo de poço. Para isso, considera-se um fluido

newtoniano e incompressível, enquanto o escoamento ocorre em regime turbulento. O sistema compreende o poço, a coluna de perfuração e uma broca PDC simplificada. O sistema poço-coluna é modelado por meio do método de fronteira imersa, com a coluna de perfuração girando no sentido anti-horário com diferentes níveis de rotação.

Os objetivos específicos deste estudo compreendem:

- Análise da força de impacto no fundo de poço;
- Avaliação da dinâmica e distribuição das partículas;
- Investigação da eficiência de remoção das partículas no contexto de fundo de poço;
- Estudo fluidodinâmico dos escoamentos.

### 1.3 JUSTIFICATIVAS

Na sociedade moderna é difícil encontrar produtos ou bens que não sejam derivados do petróleo. Este recurso movimenta bilhões de dólares, empregando milhares de talhadores, técnicos e cientistas (TRIGIA, CORREIA, *et al.*, 2001). As pesquisas no setor de petróleo e gás, abrangendo suas diversas fases do projeto, desempenham um papel crucial no cenário brasileiro. No ano 2006, a produção petrolífera atendeu fornecer a demanda nacional, alcançando-se a autossuficiência (DE MORAIS, 2013). As investigações neste campo propiciaram o desenvolvimento de tecnologias, metodologias e procedimentos inovadores, voltados para a solução de desafios intrínsecos à extração de petróleo e à engenharia de perfuração.

A simulação dinâmica computacional, permitiu a realização de experimentos computacionais por meio de simulações numéricas, contribuindo para a redução de custos associados ao uso de protótipos e modelos físicos. Esta ferramenta encontra aplicação em estágios prévios do projeto, tais como a engenharia conceitual, estudo de viabilidade e engenharia básica (PICKETT, CEP RICHARD PLUMERY, *et al.*, 2019), além de poder ser empregada em fases posteriores, como manutenção e monitoramento. Nesse contexto, o desenvolvimento contínuo de plataformas numéricas para simulações computacionais tem se ampliado ao longo do tempo.

A presente tese aborda a utilização de uma plataforma numérica em desenvolvimento para a análise de escoamentos turbulentos particulados no contexto da perfuração. Sua adoção encontra justificativa em um histórico de contribuições ao longo dos anos, que são mostrados a seguir:

- Aplicações de simulação numérica para análise de escoamentos transicionais em canais anulares com excentricidade variável (2004-2008). Desenvolvimento realizado por Padilla e Silveira-Neto (2007).
- Aplicações de simulação numérica para análise de escoamentos não newtonianos transicionais em canais anulares com excentricidade variável (2007-2009). Desenvolvimento realizado por Padilla e Silveira-Neto (2009).
- Modelagem e simulação numérica de escoamentos em colunas de perfuração, considerando interação fluido-estrutura (2009 - 2011). Desenvolvimento realizado durante o mestrado de Borges (2011).
- Modelagem e simulação de escoamentos em colunas de perfuração com razões de aspecto média (2008 – 2012). Desenvolvimento realizado durante o doutorado de Lourenço (2012).
- Modelagem e simulação numérica de problemas simplificados de interação fluido-estrutura (2015 - 2017). Desenvolvimento realizado durante o mestrado de Bezerra (2017).
- Aplicação do método de fronteira imersa no estudo de escoamentos no fundo de poço, considerando brocas simplificadas (2017 - 2019). Desenvolvimento realizado durante o mestrado de Puelles (2019).
- Modelagem e simulação numérica de escoamentos simplificados no fundo de poços em perfuração (2016-2020). Desenvolvimento realizado durante o doutorado de Borges (2020)

#### **1.4 ESTRUTURA DA PRESENTE TESE**

A tese segue uma estrutura de seis capítulos, os quais serão abordados nos parágrafos a seguir:

**CAPÍTULO I:** Introdução. Nesta seção, tem-se uma visão geral dos tópicos que serão abordados, bem como dos objetivos e das justificativas subjacentes ao desenvolvimento deste trabalho.

**CAPÍTULO II:** Na seção de Revisão bibliográfica, são apresentados os fundamentos teóricos e a revisão da literatura que embasaram o desenvolvimento deste estudo.

**CAPÍTULO III:** Metodologia. Neste capítulo, apresenta-se o modelo físico que descreve as condições de contorno e delinea as inclusões e exclusões do problema, além de abordar as hipóteses simplificadoras adotadas. Também é discutida a modelagem matemática, abrangendo formulações para a equação do momentum, equação de continuidade,

metodologia da turbulência, modelagem para o fechamento do problema da turbulência, fronteira imersa e transporte de partículas. Além disso, são detalhados os métodos empregados na modelagem numérica e a estruturação do código utilizado.

CAPÍTULO IV: Resultados e discussões, esta seção engloba a verificação, validação e realização de testes preliminares anteriores à abordagem do problema principal, que envolve a simulação de escoamentos turbulentos particulados no contexto de fundo de poços, empregando a broca PDC simplificada. Os cenários de estudos incluem: escoamentos turbulentos na região de contração abrupta, partícula imersa em um recipiente, condição de turbulência sintética na entrada no fundo de poços simplificados, escoamentos em regime laminar na cavidade cúbica com tampa deslizante considerando a presença de partículas.

No que se refere aos parâmetros de pré-processamento para o problema principal, foram utilizadas cinco concentrações de partículas e três velocidades de rotação da coluna (incluindo rotação zero). Finalmente, realiza-se a comparação entre os diferentes casos, analisando-se a influência tanto da rotação quanto da concentração do material particulado.

CAPÍTULO V: Conclusões e perspectivas, nesta seção são apresentadas as conclusões obtidas do presente estudo, bem como as perspectivas para futuros desenvolvimentos e a continuidade da pesquisa.

CAPÍTULO VI: Referências bibliográficas, nesta seção são apresentadas as referências bibliográficas utilizadas. Por fim, ao final do documento, tem-se os apêndices como documentação complementar do presente estudo.

# CAPÍTULO II

## REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Nesta seção, será apresentado a descrição de conceitos importantes relacionados a escoamentos bifásicos, fase dispersa, turbulência sintética, escoamentos particulados confinados e escoamentos com e sem partículas no contexto do processo de perfuração.

### 2.1 ESCOAMENTOS PARTICULADOS EM CAVIDADES

Na literatura científica, é possível encontrar uma ampla gama de configurações relacionadas ao estudo da cavidade cúbica com tampa deslizante, bem como nas características das experimentações materiais, assim como nas simulações numéricas computacionais. Essas investigações numéricas englobam variações no número de Reynolds ( $Re$ ), densidade de malhas, parâmetros fluidodinâmicos, entre outros. Apesar de sua simplicidade geométrica, este problema exhibe complexidade em suas características de escoamento. A disponibilidade de dados na literatura enriquece nossa base de conhecimento, permitindo comparações diretas com simulações numéricas e, assim, contribuindo para a validação das implementações em códigos computacionais.

No estudo conduzido por Sheu e Tsai (2002), foram realizadas simulações numéricas de uma cavidade tridimensional com tampa deslizante, considerando um valor de Número de Reynolds  $Re = 400$  e utilizando densidades de malha de  $41^3$  e  $51^3$ . Estes pesquisadores investigaram a topologia do escoamento por meio do traçado das linhas de corrente em diferentes planos, enfatizando as principais estruturas presentes no escoamento.

Adicionalmente, é importante destacar que o problema da cavidade tridimensional não se restringe à simulação de escoamentos monofásicos, uma vez que também se aplica a escoamentos bifásicos. Nesse contexto, os escoamentos bifásicos podem ser categorizados

como dispersos, separados, concentrados, segregados, estratificados ou precipitados (Lai, 2013). No caso específico dos escoamentos dispersos, ocorre a mistura de duas ou mais fases imiscíveis. Dentro do espectro de sistemas multifásicos dispersos, existem pelo menos quatro combinações principais: líquido-líquido, líquido-gás, gás-sólido e líquido-sólido. Este estudo concentra-se especificamente na análise da mistura líquido-sólido, onde a fase discreta é composta por partículas esféricas rígidas.

Ao abordar o conceito de fase líquido-sólido, é possível identificar na literatura duas abordagens para modelar ambas as fases. Uma delas é conhecida como abordagem Euler-Euler (EE), na qual a fase dispersa é representada no referencial euleriano, o que significa que se presume que a fase dispersa se comporte como um meio contínuo. Nessa abordagem, existem modelagens para um único fluido e para dois fluidos. Para a modelagem de um único fluido, são utilizados métodos como o VOF (*Volume of Fluid*) e o LSM (*Level-Set Method*). Já para a modelagem de dois fluidos, emprega-se o método TFM (*Two-Fluid Models*). A teoria de dois fluidos na abordagem EE representa apenas o tamanho médio e a velocidade média das gotículas (ou partículas). Essa representação é fundamentada em dados de modelos de fechamento aproximados, o que apresenta o desafio de incorporar a faixa de tamanhos de gotículas (ou partículas) e a independência não linear dos processos de transferência interfásica em relação aos tamanhos das partículas. No entanto, essa teoria na abordagem EE não é adequada para descrever de maneira precisa exemplos como cruzamentos de jatos particulados. Situações semelhantes também são observadas na representação de jatos de partículas que colidem em superfícies ou em escoamentos carregados de partículas, nos quais as partículas exibem diferentes velocidades no mesmo local físico (SUBRAMANIAM, 2013).

A segunda abordagem, conhecida como Euler-Lagrange (EL), onde a fase dispersa é representado no referencial lagrangiano, é amplamente empregada na modelagem de escoamentos multifásicos. Essa abordagem apresenta diversas vantagens, como uma representação mais precisa das colisões na presença do escoamento. É amplamente reconhecido que as interações com o escoamento podem ter um impacto significativo nas características de colisão em escoamentos com partículas. A abordagem EL minimiza a difusão numérica em campos da fase dispersa, como fração volumétrica e velocidade média, quando comparada às abordagens eulerianas baseadas em malha. No entanto, é importante ressaltar que o custo computacional da abordagem EL é superior ao da abordagem EE, devido à representação mais detalhada do escoamento multifásico (SUBRAMANIAM, 2013).

Dentro da abordagem EL, encontra-se o Método de Fronteira Imersa (*IBM*) e a aproximação ponto partícula (*PP*) para modelar a estrutura lagrangiana. O primeiro é utilizado

para resolver o campo do escoamento ao redor de cada partícula. Por outro lado, na aproximação ponto partícula, as partículas são rastreadas no campo de velocidades do escoamento previamente resolvido. Neste enfoque, as partículas devem ser menores que a distância entre dois nós computacionais; caso contrário, a suposição do enfoque ponto-partícula não é mais válida (ALLETTO, 2014). Para escoamentos turbulentos em gases, o tamanho (raio) das partículas deve ser menor que a escala de kolmogorov (SUBRAMANIAM, 2013). Com base no rastreamento da partícula, o enfoque ponto partícula pode ser classificado em (BODNÁR, GALDI e NEČASOVÁ, 2017):

Conceito de parcela lagrangiana (*LPC*): Uma parcela representa um certo número de partículas reais com as mesmas propriedades (tamanho, velocidade e temperatura). O movimento da partícula é guiado pela dinâmica do fluido e forças externas, assim como as colisões binárias. As colisões podem ser tratadas tanto de forma determinística como estocástica (modelo de esfera rígida).

Método da partícula discreta (*DPM*): Este método é mais realista, no entanto, impõe limitações para garantir apenas colisões binárias instantâneas (tempo muito pequeno). Todas as partículas são rastreadas.

Método do elemento discreto (*DEM*): Múltiplos contatos entre partículas acontecem dentro de um passo de tempo. É utilizado o modelo de esfera macia, as colisões são tratadas de forma determinística.

Categorias podem ser consideradas no enfoque ponto partícula, como apresentado por (SUBRAMANIAM, 2013):

DNS de ponto partículas (*PP-DNS*) com gotículas ou partículas físicas: *PP-DNS*<sup>(p)</sup>.

*PP-DNS* com partículas estocásticas: *PP-DNS*<sup>(s)</sup>.

*LES* de ponto partícula com partículas físicas: *LES*<sup>(p)</sup>.

*LES* de ponto partícula com partículas estocásticas: *LES*<sup>(s)</sup>.

No contexto do escoamento líquido-sólido na cavidade tridimensional com tampa deslizante, Tsorng, Capart, *et al.* (2008) introduziu uma esfera rígida com um diâmetro  $d_p = 3$  mm em uma cavidade tridimensional construída em acrílico, mantendo uma razão de aspecto transversal (*SAR*) de 1:1. Este experimento resultou em dados empíricos que posteriormente foram submetidos a comparações com simulações numéricas. O valor do Número de Reynolds associado a este experimento foi de 470. As propriedades do fluido em uso incluíam uma densidade da partícula  $\rho_p = 1210 \text{ kg/m}^3$ , uma viscosidade cinemática do fluido ( $\nu$ )  $3,72 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  e uma massa específica do fluido de  $\rho = 1210,605 \text{ kg/m}^3$ . O experimento foi conduzido com a liberação da partícula em um instante adimensional inicial de  $tU/S = 160$ , em

que o comprimento característico da cavidade é definido como  $L = S$ . Esse momento específico foi selecionado com o objetivo de minimizar a influência do desenvolvimento do escoamento, conforme ilustrado na Figura 2.1.

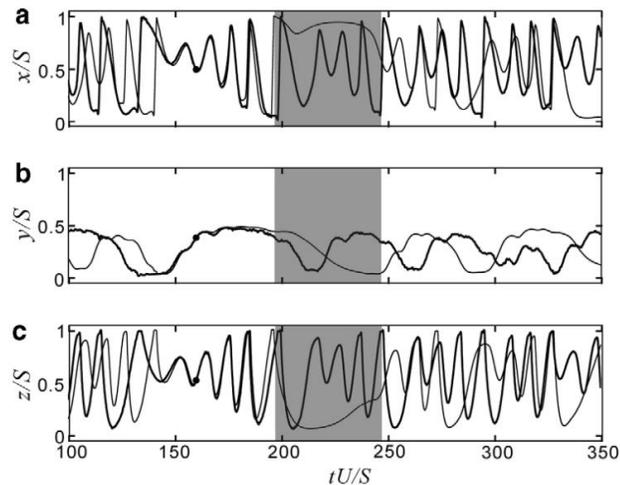


Figura 2.1 – Comparação dos históricos da posição de uma partícula observada (linhas grossas) e do traçador passivo simulado (linha fina), ambos começando do mesmo ponto (ponto preto) (TSORNG, CAPART, et al., 2008).

No estudo conduzido por Kosinski, Kosinska e Hoffmann (2009), foi realizado um experimento numérico que envolveu a liberação de um conjunto de partículas em uma cavidade bidimensional equipada com uma tampa deslizante, como ilustrado na Figura 2.2. Um Número de Reynolds igual a 1000 foi selecionado para este experimento, e uma malha composta por 64x64 elementos foi empregada para a representação do domínio computacional. As partículas foram modeladas utilizando a abordagem EL, e no âmbito do modelo matemático, a hipótese do modelo de esfera rígida foi aplicada, incluindo um acoplamento de duas vias entre as partículas e o escoamento.

Uma vez que o escoamento atingiu o estado estacionário, foram liberadas um total de 38,809 e 9,801 partículas, correspondendo a uma relação de distância relativa ( $L_c/d_p$ ) de 25 e 50, respectivamente, onde  $L_c$  representa a distância entre centros da partícula e  $d_p$  o diâmetro da partícula. Os resultados obtidos por meio dessas simulações revelaram que o tamanho das partículas exerceu uma influência significativa sobre as propriedades estatísticas do Deslocamento Quadrático Médio (*Mean Square Displacement* - MSD). É importante destacar que houve um notável aumento nos valores do MSD em cenários de números de Stokes elevados, o que indicou uma maior inércia das partículas nesse contexto.

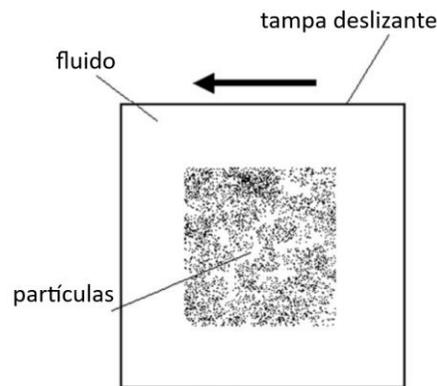


Figura 2.2 – Distribuição de partículas na cavidade bidimensional (KOSINSKI, KOSINSKA e HOFFMANN, 2009).

No estudo realizado por Safdari e Kim, (2014), foi conduzida uma simulação numérica abordando um conjunto de partículas imersas em um escoamento dentro de uma cavidade tridimensional. Para analisar esse escoamento, foi adotado o Método de Lattice Boltzmann (*Lattice Boltzmann Method* - LBM). O estudo contemplou a investigação de dois diferentes números de Reynolds, a saber, 400 e 1000. As partículas em questão foram modeladas com base no modelo de esfera rígida, empregando a abordagem EL.

Inicialmente, foram conduzidos testes envolvendo duas partículas, cada uma com diâmetros distintos. Os resultados obtidos revelaram uma tendência consistente em ambas as situações, com as partículas apresentando uma propensão ao deslocamento em direção às paredes laterais da cavidade. Posteriormente, uma população composta por 5000 partículas foi liberada de maneira aleatória, conforme visualizado na Figura 2.3. Observou-se que a nuvem de partículas manifestou uma tendência à divisão em duas partes simétricas na direção  $y$  quando as partículas estavam presentes nos instantes iniciais. Esse comportamento se alinhou com as observações feitas previamente quando as partículas foram introduzidas no escoamento contínuo.

Os resultados vinculados à dinâmica da nuvem de partículas revelaram que tanto a força de arrasto quanto a estrutura de vórtices exerceram efeitos notáveis sobre a trajetória das partículas. Isso ressalta a relevância desses fatores no contexto do comportamento do sistema investigado.

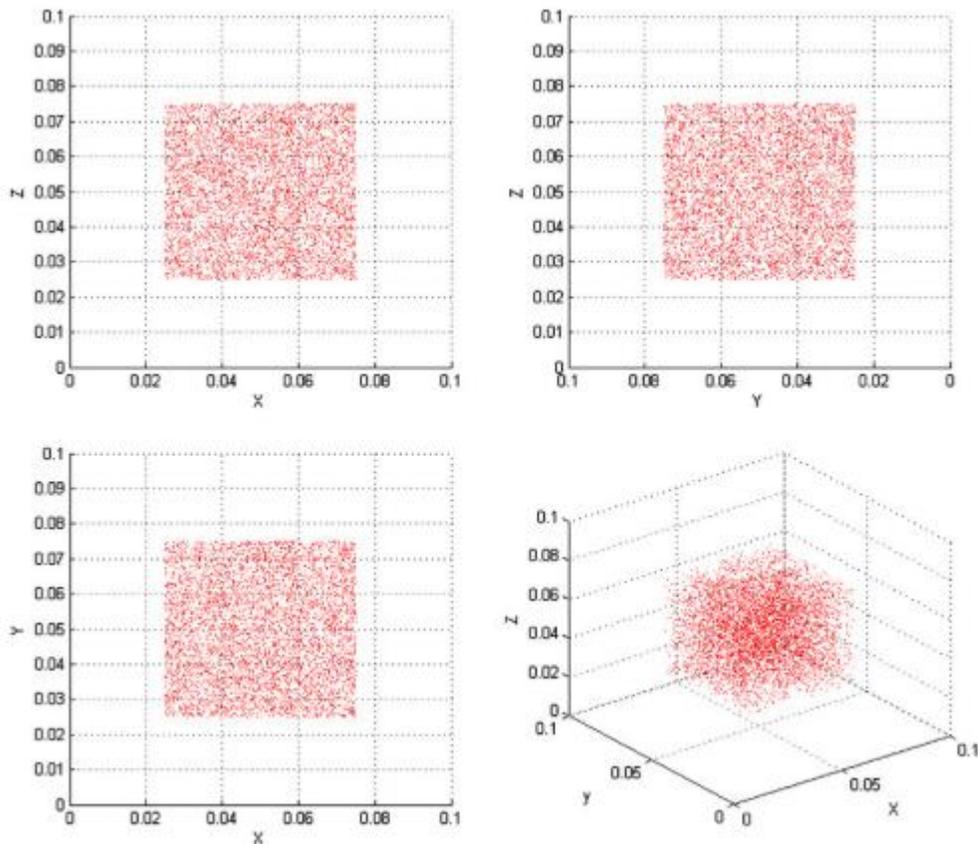


Figura 2.3 – Localização da nuvem de partículas no campo do escoamento para o tempo 0 segundos (SAFDARI e KIM, 2014).

O estudo realizado por Gondret, Lance e Petit (2002) teve como objetivo investigar a dinâmica do movimento de partículas esféricas imersas em fluidos. O propósito fundamental deste estudo foi analisar o comportamento dessas partículas quando interagem com o fluido e colidem com uma superfície sólida, resultando em um movimento de quicar. Os resultados incluíram gráficos, como mostrado na Figura 2.4, que apresentam o histórico temporal da componente vertical, tanto para esfera feita de teflon (Figura 2.4a) quanto para a esfera feita de aço (Figura 2.4b).

O modelo físico adotado compreendeu um recipiente com seção quadrada contendo painéis de vidro para possibilitar a visualização. O painel onde ocorreram as colisões tinha uma espessura de  $b = 12$  mm e apresentava uma rugosidade com magnitude inferior a 0,2 micrômetros. As dimensões do recipiente eram de 10 cm x 10 cm x 30 cm. Para conduzir o estudo, foram utilizadas esferas de diversos raios, variando de 0,5 a 3 mm. As propriedades dos fluidos empregados nesta pesquisa estão detalhadas na Tabela 2.1.

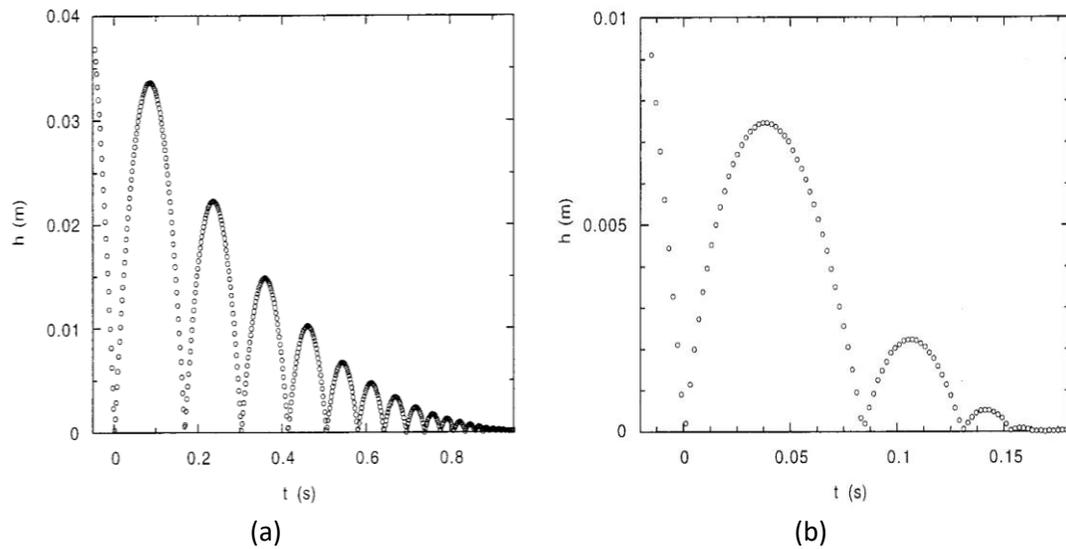


Figura 2.4 – Trajetória do experimento material: (a) esfera de teflon imersa em ar, (b) esfera de aço imersa em óleo de silicone (GONDRET, LANCE e PETIT, 2002).

Diferentes materiais foram empregados para a confecção das esferas no experimento, conforme apresentado na (Tabela 2.2). As esferas de aço eram retidas por meio de um eletroímã, enquanto os demais materiais eram mantidos no lugar por sucção, utilizando um pequeno tubo. Esses dois dispositivos possibilitaram a liberação controlada das esferas em momentos específicos do experimento.

Tabela 2.1. Propriedades física do fluido: Massa específica e viscosidade dinâmica, da experiência material de (GONDRET, LANCE e PETIT, 2002).

Fluido	$\rho$ ( $10^3 \text{ kg/m}^3$ )	$\mu$ ( $10^{-3} \text{ Pa.s}$ )
Ar	$1,2 \times 10^{-3}$	$1,85 \times 10^{-2}$
Água	1,0	1,0
Óleo de silicone RV5	0,920	5,0
Óleo de silicone RV10	0,935	10,0
Óleo de silicone RV20	0,953	20,0
Óleo de silicone RV100	0,965	100,0

A compreensão do movimento de quicar das partículas é relevante em várias áreas, incluindo a física de fluidos, a ciência dos materiais e a engenharia. Através desse estudo, é possível obter informações valiosas sobre o comportamento de partículas em suspensão, o que pode ter aplicações em campos como processos de separação de partículas, desenvolvimento de materiais e tecnologias de revestimento.

Simulações numéricas foram realizadas por outros autores, como Daroz (2015), que simulou a esfera de teflon no meio do ar, e Yang, Liu, *et al.*, (2023) simulando a esfera de aço no

meio do óleo de silicone RV 10, em ambos os casos foram comparados com a base de dados experimentais de Gondret, Lance e Petit, (2002).

Tabela 2.2. Propriedades físicas dos materiais das esferas. Da experiência material (GONDRET, LANCE e PETIT, 2002).

Material	$\rho_p$ ( $10^3 \text{ kg/m}^3$ )	$E$ ( $10^9 \text{ Pa}$ )	$e_{max}$
Carboneto de tungstênio	14,97	534,0	$0,98 \pm 0,01$
Aço inoxidável	7,8	240,0	$0,97 \pm 0,01$
Vidro	2,5	60,0	$0,97 \pm 0,02$
Teflon	2,15	0,4	$0,80 \pm 0,02$
Delrin	1,41	3,0	$0,95 \pm 0,02$
Poliuretano	1,2	0,7	$0,65 \pm 0,01$
Nylon	1,14	2,0	$0,90 \pm 0,02$

## 2.2 TURBULÊNCIA SINTÉTICA NA CONDIÇÃO DE ENTRADA

A maioria dos geradores de turbulência sintética na prática não conseguem reproduzir todas as características da turbulência física, muitas vezes introduzindo grandezas fisicamente não realistas no campo do escoamento (DHAMANKAR, BLAISDELL e LYRINTZIS, 2018). Portanto, esses procedimentos estocásticos, que se valem de geradores de números aleatórios, têm como objetivo construir um sinal de velocidade aleatória que se assemelhe ao comportamento observado em escoamentos turbulentos (VEDOVOTO, SILVEIRA NETO, *et al.*, 2015).

Um dos métodos de fácil implementação e baixo custo computacional é o uso de ruído branco. No entanto, é importante notar que quando aplicado a um perfil médio de velocidade ao longo do tempo, o espectro de energia associado não segue a tendência clássica de  $-5/3$  da lei de Kolmogorov para escoamentos turbulentos plenamente desenvolvidos, energizando todas as grandezas do espectro de energia de maneira uniforme (VEDOVOTO, SILVEIRA NETO, *et al.*, 2015).

Os Filtros Digitais (*Digital Filters* - DF) propostos por Klein, Sadiki, e Janicka (2003), são utilizados para representar turbulência sintética. Esse método é capaz de reproduzir estatísticas de primeira e segunda ordem em um ponto, assim como uma função de autocorrelação local. O método é estendido para um filtro tridimensional por meio da convolução de três filtros

unidimensionais. Por outro lado, Kim, Heo, e Cheong (2015) utilizaram o método das partículas aleatórias (*Random Particles Method - RPM*) baseado em um filtro digital. Este último é definido usando espectros Gaussianos e de Lipmann (descrito pela superposição de dois filtros Gaussianos) para representar sinteticamente a turbulência.

Os geradores de turbulência sintética baseados em técnicas de Fourier, inicialmente proposto por Kraichnan (1970) passaram por evoluções e adaptações subsequentes realizadas por pesquisadores como Lee, Lele e Moin (1992), Le e Moin (1994), Le, Moin, e Kim (1997), Smirnov, Shi, e Celik (2001). A abordagem original de Kraichnan (1970) envolvia campos de velocidade tridimensional homogêneos e isotrópicos com um espectro de energia especificado. Em contraste, Lee, Lele, e Moin, (1992) introduziram uma abordagem baseada na transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform - FFT*) para a gerar sinais turbulentos. Eles começaram com um espectro de energia desejado e introduziram mudanças aleatórias nos ângulos de fase impostos em tempos aleatórios. No entanto, essa abordagem não era facilmente aplicável a escoamentos confinados por paredes. Portanto, propuseram uma metodologia que especificava a tensão de cisalhamento e os perfis das intensidades turbulentas nas três direções, tornando-a mais adequada para tais casos. Já Le, Moin e Kim (1997) exploraram uma abordagem relacionada com um sinal aleatório anisotrópico.

Com base no método de Le, Moin e Kim (1997), Smirnov, Shi, e Celik (2001) desenvolveram um método que permitia a obtenção do campo de velocidade sintético apenas com informações estatísticas, eliminando a necessidade de FFT. Este método é conhecido como gerador de escoamento aleatório (*Random Flow Generator - RFG*), que realiza operações de dimensionamento e transformação de coordenadas para gerar turbulência sintética.

Por outro lado, o Método de vórtice (*Vortex Method - VM*) teve suas primeiras tentativas propostas por Sergent, Bertoglio e Laurence (2000) e Sergent (2002). Posteriormente, foi estendido para aplicação de condições de contorno na entrada. Em um contexto de métodos de vórtice 2-D no plano de entrada, Benhamadouche, Jarrin, *et al.*, 2006 introduziu uma abordagem que distribui centros de vórtices aleatoriamente com rotações também aleatórias, usando uma função gaussiana para modelar os tamanhos dos vórtices em perfis, o que é conhecido para os dutos de seção quadrada e circular.

Jarrin, Benhamadouche, *et al.* (2006), Pamiès, Weiss, *et al.* (2009) e Roidl, Meinke e Schröder (2013) descrevem a turbulência como uma sobreposição de estruturas coerentes. Essas estruturas são geradas no plano de entrada em uma simulação das grandes estruturas (*Large Eddy Simulation – LES*) por meio da sobreposição de núcleos de estruturas turbilhonares virtuais em um volume virtual. Esse método é conhecido como o modelo de estruturas sintéticas

(*Synthetic Eddy Model* - SEM) e representa uma extensão do método VM. O SEM considera vórtices 3D arbitrários com um tensor de tensões de Reynolds prescrito.

Proposto por Lumley (1967), a abordagem baseada na Decomposição Ortogonal Própria (*Proper Orthogonal Decomposition* - POD) teve sua origem no campo da turbulência. Seu objetivo é decompor o campo vetorial aleatório representado pelo escoamento turbulento em um conjunto de funções que capturam parte da energia cinética flutuante. Essas funções ou modos POD auxiliam na identificação de estruturas coerentes nos escoamentos turbulentos. Essa técnica é particularmente útil para reduzir a dimensionalidade dos dados, pois permite representar a matriz original em termos de seus autovetores mais importantes, que correspondem aos autovalores mais significativos. Além disso, a Decomposição Ortogonal Própria é empregada na resolução de sistemas lineares de equações diferenciais e na análise da estabilidade de sistemas dinâmicos. Berkooz, Holmes e Lumley (1993) descrevem o POD como uma técnica para análise e modelagem de escoamentos turbulentos, destacando a importância das informações resultantes dessa análise para a compreensão das estruturas turbulentas como afirmado por (DHAMANKAR, BLAISDELL e LYRINTZIS, 2018).

Outro método introduz flutuações (modeladas de maneira determinística) nas camadas interna e externa dentro da camada limite turbulenta (SANDHAM, YAO e LAWAL, 2003). As flutuações na cama interna descrevem as estrias de baixa e alta velocidade causadas por vórtices de contra-rotação, enquanto na camada externa, as perturbações imitam os grandes vórtices coerentes.

No estudo de Vedovoto, Silveira Neto *et al.* (2015) foi necessário que o espectro de energia cinética do escoamento de entrada se aproximasse do comportamento observado em escoamentos turbulentos desenvolvidos, conforme previsto pela lei de Kolmogorov ( $-5/3$ ). Isso se justificou pela natureza do problema físico considerado, que envolvia uma câmara de combustão.

Embora o ruído branco seja um método que menos representa o espectro de energia cinética turbulenta, ele foi escolhido devido ao contexto específico da análise do escoamento, que ocorre no fundo de um poço após a saída de uma coluna de perfuração. Parâmetros como o campo de velocidades e a força de impacto serão estudados.

Moreira (2007) utilizou o ruído branco como método de turbulência sintética nas componentes de entrada da velocidade  $u$ ,  $v$  e  $w$ . Isso permitiu uma transição mais rápida do jato simulado. A expressão para a componente axial da velocidade é apresentada a seguir:

$$w(x, y, z) = w_0(x, y, z) + 5 \left( \frac{0,5 - \alpha}{100,0} \right), \quad (2.1)$$

onde  $w_0$  é representa a velocidade axial do perfil de entrada calculada e  $\alpha$  é um número aleatório gerado entre 0 e 1.

O perfil de velocidade pulsátil na entrada foi investigado por Viana (2005), que propôs um modelo onde a velocidade de entrada segue uma função cosseno para simular um escoamento pulsátil, conforme apresentado na Eq. (2.2):

$$w(t) = w_0(t) + w_A \cos(2\pi f_e t), \quad (2.2)$$

onde  $f_e$  (Hz) é a frequência de excitação,  $w_A$  (m) é a amplitude de oscilação do perfil de velocidade e  $w_0$  representa a velocidade axial da corrente livre.

Pesquisadores como Meneghini e Bearman (1995) observaram um fenômeno de sincronização quando a frequências de excitação se aproximava da frequência natural de emissão de estruturas turbilhonares ( $f_0$ ) em um escoamento ao redor do cilindro. Nesse cenário, o cilindro oscilava na direção transversal à corrente livre.

Experimentos conduzidos por Griffin e Ramberg (1976) investigaram o comportamento do cilindro vibrando na direção paralela à corrente, com o objetivo de determinar os limites do regime em que as oscilações do cilindro passam a controlar o processo de emissão das estruturas turbilhonares, resultando na chamada atrelagem síncrona.

Além disso, Viana (2005) também abordou flutuações randômicas ou escoamento com turbulência de corrente livre, também conhecida como turbulência residual ou de fundo. Nesse contexto, as propriedades flutuam aleatoriamente no espaço e no tempo, o que exerce uma influência significativa nos resultados finais do escoamento. Isso foi evidenciado em testes experimentais envolvendo cilindros conduzidos por Nakamura e Ohya (1983), nos quais o ponto de descolamento da camada limite varia com a alteração artificial do escoamento na entrada.

Para representar essa variação no perfil de velocidade na entrada, foi utilizado o seguinte formato:

$$w(t) = W + w'(t), \quad (2.3)$$

em que  $w'(t)$  representa uma flutuação de caráter aleatório. A intensidade turbulenta variou de 0 a 15% para o caso de escoamentos entre placas planas paralelas e para o caso do canal tridimensional e o cilindro com base quadrada de 15%.

Vale ressaltar que a intensidade turbulenta é definida como a razão entre a raiz quadrada da média do produto de flutuações ( $\sqrt{w'w'}$ ) e a velocidade média do escoamento ( $W$ ) (MUDDE, DEUTZ, *et al.*, 2005). Também pode ser calculada considerando apenas a relação entre a flutuação ( $w'$ ) e a velocidade média (YAN, QU, *et al.*, 2020). Nesse caso, representaremos a intensidade turbulenta como a relação entre os valores *rms* (*root mean square*) e o campo de velocidade médio. Multiplicaremos essa relação por 100 para obter o valor em termos de porcentagem. Para a componente  $w$ , temos a Eq. (2.4):

$$I = \frac{w_{rms}}{W} \cdot 100\% = \frac{\sqrt{(w'(t))^2}}{W} \cdot 100\% . \quad (2.4)$$

Na geração de números aleatórios para impor flutuações na velocidade da entrada do domínio, conforme empregado por Viana (2005), foi utilizado o método do resíduo descrito por Júnior, Freitas e Lacerda (2002), representado na Eq. (2.5):

$$Z_k = \alpha \cdot Z_{k-1} \text{ mod } M , \quad (2.5)$$

nesta equação,  $\alpha$  é um número inteiro escolhido entre 1 a  $M$ , onde  $M$  pode ser um número primo,  $p$ , ou uma potência inteira de um número primo ( $p^m$ ). O resultado  $Z_k$  é o resto da divisão de  $\alpha \cdot Z_{k-1}$  dividindo-se por  $M$ .

A implementação do método de resíduo feita por Júnior, Freitas e Lacerda (2002) na linguagem C considerou três variáveis de entrada: o tamanho da sequência “ $n$ ”, que no presente estudo representa o número de pontos da malha associados ao perfil de velocidades na entrada; a semente inicial “ $Z_\alpha$ ”, que alimentará a primeira iteração do modelo, considerado o valor inicial “ $Z_0$ ”; e o valor de  $M$ . Quanto maior for o valor da última variável, menos repetitiva será a sequência de números ao longo da simulação.

Outra forma de gerar números aleatórios é através da função `rand()` do C++. Esta função retorna um número pseudoaleatório no intervalo entre 0 e `RAND_MAX`. Esse número é gerado por um algoritmo que retorna uma sequência de números aparentemente não relacionados a cada vez que é chamado. O algoritmo utilizado por essa função requer a inicialização de uma

mente distinta, que é realizada com a função `srand` (CPLUSPLUS, 2000-2021). A implementação da função `rand()` pode variar entre diferentes compiladores e as bibliotecas padrão do C++. No presente estudo, foi utilizado o compilador GCC do GNU (*GNU's Not Unix*) 9.1.0 e a biblioteca `stdlib.h`. De acordo com a informação encontrada pelo site oficial desse compilador (GCC.GNU.ORG), a função `RAND` retorna um número pseudoaleatório de uma distribuição uniforme entre 0 e 1. Esta rotina intrínseca é fornecida para compatibilidade com GNU Fortran 77, gerando um número simples conforme fornecido pelo `g77`. O algoritmo base da função `rand()` na linguagem C++ do compilador GNU 9.1.0 é o algoritmo do Gerador Linear Congruencial (*Linear Congruential Generator* - LCG). O LCG é um dos métodos mais comuns e simples para gerar números pseudoaleatórios. Ele usa uma fórmula recursiva que gera uma sequência determinística de números aparentemente aleatórios. No entanto, é importante notar que o LCG não é considerado um gerador de alta qualidade em termos de aleatoriedade e pode apresentar algumas falhas em certas aplicações críticas (gcc.gnu.org, 2019).

Como será visto no item 4.2, os testes realizados no problema do duto com contração abrupta no fundo do poço mostraram que a variação da intensidade turbulenta não teve uma influência significativa nos perfis de velocidade. Na literatura, escoamentos rotativos, como o estudo de Ma, Ingham e Wen (2000), que variou a intensidade turbulenta na entrada de seu ciclone de 10% a 20%, e o estudo de Hovenden e Davidson (1997), que investigou a influência da variação da intensidade turbulenta na entrada de um spray *dryer*, também não encontraram mudanças significativas nos perfis de velocidade. Portanto, nas simulações realizadas nos casos de fundo de poço com broca simplificada (seção 4.4) a intensidade turbulenta na entrada não foi considerada.

## 2.3 ESCOAMENTOS EM SISTEMAS DE PERFURAÇÃO

A história da perfuração de poços é rica e remonta à antiguidade. A China já possuía poços antes de 1200 d.C., seguida pela França, Itália e Virgínia Ocidental. Inicialmente, a perfuração tinha como objetivo a extração de água, mas com o tempo, as necessidades por recursos levaram à exploração de geotermia, água salgada, gás para aquecimento e petróleo.

Um marco significativo foi o poço Drake, perfurado na Pensilvânia em 1859, que marcou o início da indústria de perfuração nos Estados Unidos. A evolução dos equipamentos também foi notável, começando com ferramentas manuais de escavação e, mais tarde, incorporando equipes de plataforma de reboque, cabos e plataformas giratórias na década de 1800.

Inicialmente, os poços eram predominantemente verticais, com a perfuração "churn" utilizando cabos ou linhas de perfuração flexíveis (SHORT, 1993).

Com o tempo, as técnicas de perfuração foram aprimoradas, chegando a profundidades de mais de 30.000 pés verticalmente. Entretanto, a perfuração horizontal se destacou como uma melhoria na produtividade do poço. Os primeiros poços horizontais consistiam em curtos trechos perfurados horizontalmente a partir de um poço vertical.

Hoje em dia, a perfuração direcional moderna é amplamente empregada. Inicialmente utilizada para desviar trajetórias ou corrigir perfurações tortuosas, essa técnica evoluiu para evitar cruzamento de linhas de locação. Tanto em terra quanto em mar, é comum encontrar diversos poços direcionais em uma mesma localização. A Figura 2.5 ilustra diferentes tipos de poços, como o poço de alívio (A), exploratório (B), de desvio (C) e para endireitamento (D).

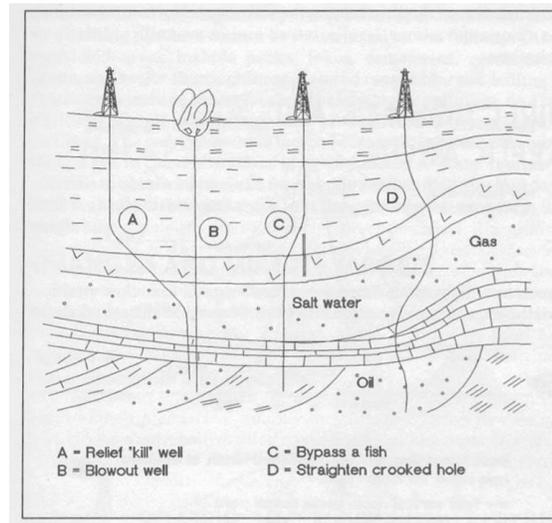


Figura 2.5 – Aplicações direcionais de vários poços na localização de uma superfície (SHORT, 1993).

A classificação de um poço é determinada pela sua geometria, finalidade de perfuração e método adotado. Em muitos casos, essa classificação adere aos padrões estabelecidos pela comunidade. Conforme a literatura, os poços podem ser categorizados com base no método de perfuração, abrangendo poços convencionais (verticais e moderadamente desviados) e não convencionais. Quanto à orientação do poço, podemos identificar poços verticais e direcionais (Figura 2.6). Nesta última classificação, encontram-se os poços de desvio, desenho, multilaterais e horizontais.

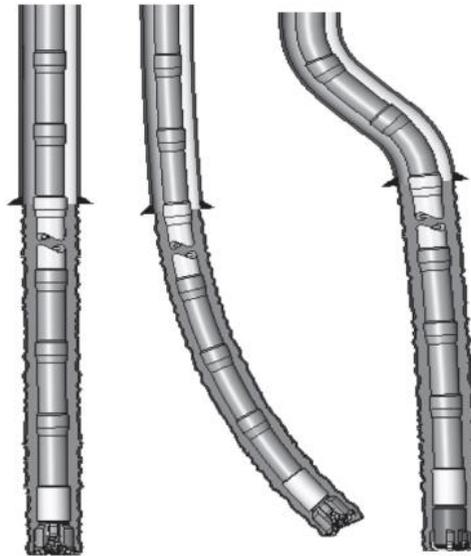


Figura 2.6 – Poço vertical e poços direcionais (AZAR e SAMUEL, 2007).

A Figura 2.7a ilustra um sistema convencional de circulação de lama utilizado na perfuração de poços. A lama de perfuração percorre várias etapas: (1) ela é transferida dos tanques de aço para a bomba de lama; (2) a partir da bomba, passa pelo tubo vertical e pelo kelly até chegar à coluna de perfuração, composta por dutos de perfuração (DP) e o conjunto de fundo de poço (*Bottom Hole Assembly - BHA*), incluindo comandos de perfuração (DC) de maior extensão; (3) a lama flui através da coluna de perfuração até chegar à broca; (4) em seguida, é ejetada pelos bocais da broca e sobe pelo espaço anular entre a coluna de perfuração e o poço, finalmente atingindo a superfície; e (5) por fim, é encaminhada de volta aos tanques de sucção através dos equipamentos de remoção de impurezas. Estes equipamentos de remoção podem incluir agitadores de xisto, desgaseificadores, hidrociclones (desarejadores e dessiltadores) e centrífugas. Quando desarenadores e dessiltadores são integrados, formam uma unidade chamada limpador de lama (GUO e LIU, 2011).

O processo de perfuração pode acontecer no leito marinho, conforme ilustrado na Figura 2.7b, acrescentando maior complexidade à operação. A presença das correntes marítimas pode induzir vibrações na coluna de perfuração, que se somam às vibrações já geradas pela interação mecânica e pelos escoamentos internos na coluna de perfuração e na região anular adjacente. Como resultado das vibrações radiais, podem ocorrer deformações em determinadas seções do poço, além do aumento do diâmetro (PUELLES, 2019). A vibração de forma oscilatória pode exercer influência sobre outros elementos integrantes da coluna de perfuração, como a broca. Um exemplo dessa interação é vibração denominada *stick-slip*, identificada como uma das

principais manifestações de deterioração da broca PDC (*Polycrystalline Diamond Compact*). Em virtude desta condição vibratória, pode ocorrer a fratura e perda de insertos da broca, como estudado por (HUANG, XIE, *et al.*, 2018).

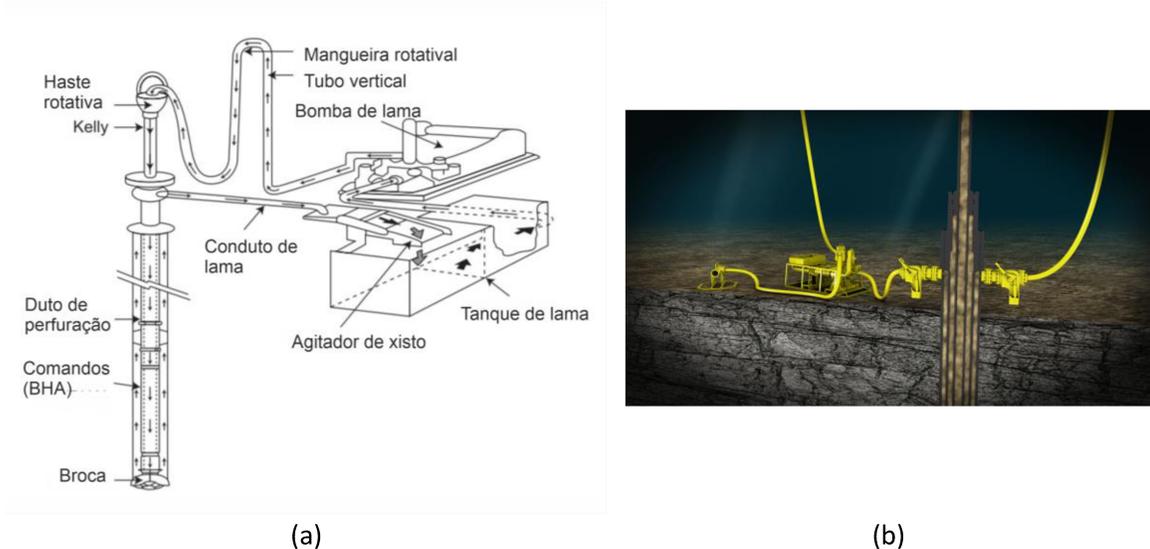


Figura 2.7 – Sistema de perfuração: (a) esquema de circulação da lama de perfuração adaptado de (GUO e LIU, 2011), (b) ilustração do sistema de perfuração no leito marinho (Enhanced Drilling, 2023).

A lama de perfuração, é um fluido utilizado em operações de perfuração. Esse fluido é circulado ou bombeado da superfície, passando pela coluna de perfuração, atravessando a broca e retornando à superfície através da região anular. No ambiente real, o fluido de perfuração é composto por diversas substâncias, incluindo óleo, água, cerâmica, aditivos orgânicos, inorgânicos e produtos químicos (ROMAI, 2008).

Os fluidos de perfuração atendem a diversas necessidades devido à sua capacidade de executar as seguintes funções (GROWCOCK e HARVEY, 2005):

- Sustentar a suspensão de cascalhos (partículas sólidas resultantes do corte), removendo-os do fundo do poço, e transportando-os para a superfície.
- Controlar a pressão das formações geológicas e manter a estabilidade do poço.
- Isolar formações permeáveis, prevenindo o influxo de fluidos indesejados.
- Realizar resfriamento, lubrificação e suporte à ferramenta de perfuração.
- Minimizar potenciais danos ao reservatório.
- Controlar a corrosão dos equipamentos.
- Facilitar processos de cimentação e conclusão do poço.
- Reduzir os impactos ambientais relacionados às operações.
- Inibir a formação de hidratos de gás, prevenindo problemas operacionais.

Essas funções essenciais dos fluidos de perfuração contribuem para a eficácia e segurança das operações de perfuração, garantindo a integridade do poço.

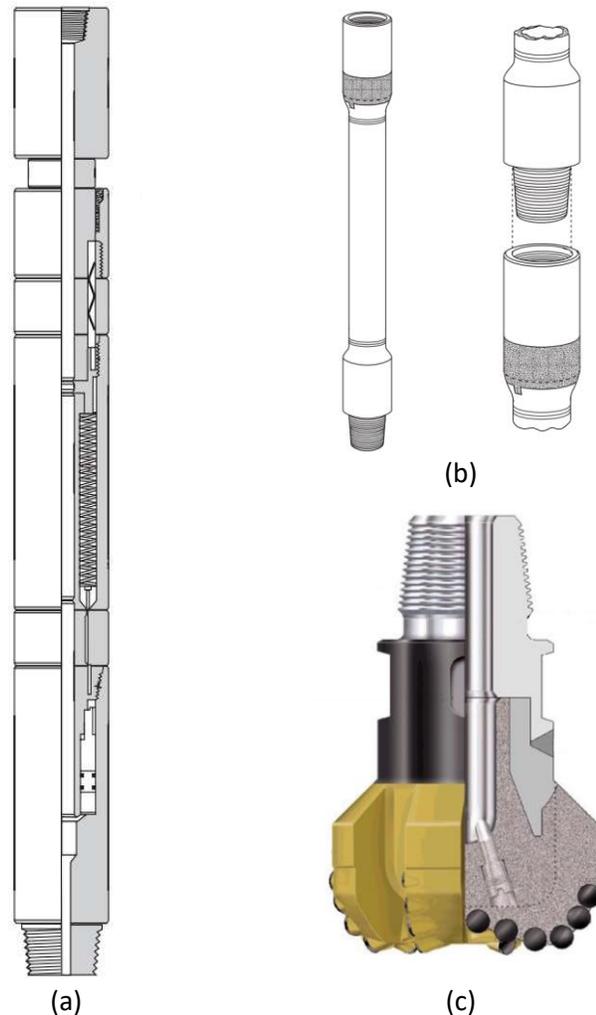


Figura 2.8 – Regiões de contração no trajeto da coluna de perfuração: (a) no *shock sub*, (b) no *tooljoint* (FORD, 2017), (c) na broca do tipo PDC (KARADZHOVA, 2014).

Na região anular do poço, além do fluido de perfuração, podem estar presentes outros fluidos menos densos, como gases comuns em poços de petróleo. Essa presença de múltiplos fluidos influencia a dinâmica do escoamento gás-líquido e a interação com as partículas sólidas, como foi constatado no trabalho experimental conduzido por Salubi, Mahon, *et al.*, (2022).

O fluido de perfuração percorre diversas regiões de contração ao longo do trajeto da coluna de perfuração. Por exemplo, ocorrem contrações dentro dos dutos de perfuração, especialmente nas conexões entre os elementos da coluna (*tooljoint*), como ilustrado na Figura 2.8b. Além disso, identificam-se contrações no duto que integra o BHA, conhecido como "*Shock sub*" (Figura 2.8ba). Geralmente localizado imediatamente acima da broca, esse componente tem

a função de mitigar os impactos causados pela interação com formações rochosas duras. Esse amortecimento é alcançado por meio de uma mola de aço que absorve a vibração axial resultante (FORD, 2017). Por fim, há contrações presentes na própria broca, devido aos orifícios utilizados para a formação dos jatos de fluido (Figura 2.8c).

A variação de seção pode ocorrer de maneira abrupta ou gradual. Em estudos realizados, constatou-se que na contração abrupta, a queda na carga (pressão total) é menor em relação a expansão abrupta (FELICES, 2007, p. 156). Além disso, o coeficiente de resistência  $k$  associado à queda de pressão também é menor nessas situações (CRANE, 1987).

O escoamento através de uma contração abrupta, apresenta complexidade hidrodinâmica considerável, apesar da sua geometria simples. Não há solução analítica para esse cenário, o que faz com que os métodos numéricos sejam ferramentas fundamentais para a caracterização desse escoamento, tanto em regimes laminar quanto turbulento. Esse é um dos objetivos principais deste estudo. Para descrever esta variação de seção, é definido um parâmetro denominado razão de contração  $\beta$ , que corresponde à relação entre o diâmetro maior ( $D$ ) e o diâmetro menor ( $d$ ):

$$\beta = \frac{D}{d} \quad (2.6)$$

Inicialmente, Sánchez, Machuca, *et al.* (2010) conduziram simulações numéricas do problema de contração abrupta para escoamentos em regime turbulento. Posteriormente, os resultados foram comparados com os resultados experimentais obtidos por Sánchez (2011), quem investigou o mesmo problema para regimes de escoamento laminar e turbulento, utilizando a técnica não intrusiva de Velocimetria por Imagem de partículas (PIV-2D). O autor abordou a razão de contração  $\beta = 1,97$ . Cabe ressaltar que a investigação do problema se concentrou exclusivamente na região a montante da contração. Em outro estudo, Durst e Loy (1985) também empregaram técnicas não intrusivas para examinar o escoamento através de uma contração abrupta com razão  $\beta = 1,87$ . Em todos os casos, as simulações numéricas consideraram o fluido newtoniano, isotérmico e incompressível.

A queda de carga na linha energia (L.E) corresponde à pressão total do sistema. A ocorrência de contração e expansão nessa região é análogo as mudanças de seção ao longo da trajetória na coluna de perfuração. Entretanto, a queda de pressão terá reflexos na potência da bomba de lama de perfuração. A soma de todas as quedas de pressão ao longo do trajeto e através dos acessórios é conhecida como altura dinâmica total (ADT), um valor que precisa ser compensado pela pressão gerada pela bomba. É importante saber que a maior ADT a potência

hidráulica aumenta, portanto, a potência mecânica, e conseqüentemente, a potência elétrica, gerando consumo maior da energia elétrica. Portanto para menor ADT, maior será a potência hidráulica e, por conseqüência, a potência mecânica e elétrica. Esse aumento resulta em um maior consumo de energia elétrica. Portanto, em situações de menor ADT, a pressão exigida da bomba para superar todas essas resistências será menor. Ao longo do tempo, as quedas de pressão podem se agravar caso a manutenção adequada dos dutos de perfuração não seja realizada. O acúmulo de partículas e sedimentos nas paredes dos dutos demandará uma potência ainda maior da bomba, deslocando o ponto de operação, que normalmente é o ponto de máxima eficiência (PUELLES, 2019).

É conhecido que operar em um ponto de baixa eficiência impactará a vida útil da turbomáquina, elevando os custos de manutenção e acelerando a necessidade de substituição de peças da bomba em um período mais curto do que o planejado. Além disso, operar fora do ponto de máxima eficiência implica em um aumento dos custos em termos de consumo de energia elétrica por quilowatt-hora, devido à maior demanda do motor da bomba (MATAIX, 1986).

Antes da introdução das brocas a jato, os fragmentos de rocha não eram removidos de forma eficiente, causando diminuição na vida útil da broca. A ação de limpeza é maximizada pelo aumento da força de impacto hidráulico total do fluido do jato contra o fundo de poço. Se for assumido que a corrente de jato impacta o fundo do furo da maneira mostrada na Figura 2.9, todo o momento do fluido é transferido para o fundo do poço (BOURGOYNE, MILLHEIM, *et al.*, 1986).

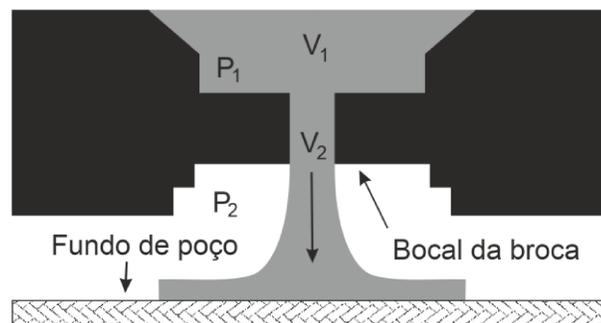


Figura 2.9 – Representação esquemática do escoamento através dos bocais da broca, adaptado de Bourgoyne, Millheim, *et al.* (1986).

A força de impacto resultante do contato dos jatos do fluido com a superfície do fundo do poço está diretamente sujeita a variáveis como a velocidade do fluido e o diâmetro dos bocais da broca (SUTKO, 1973), bem como a velocidade de rotação da coluna de perfuração (Borges, 2020; Maneira, 2013; Puelles, 2019). Considerando esses resultados, o usuário final poderá tomar uma decisão na mudança considerando a influência da rotação nos cálculos de operabilidade,

acompanhado de dados estatísticos de outros projetos similares, sem afeitar a vida útil dos componentes mecânicos da coluna de perfuração, para melhor rendimento, performance e baixos custos (Moslemi e Ahmadi, 2014; Offenbacher, Mcdermaid e Patterson, 1983).

O estudo realizado por Figueiredo, Neves, *et al.* (2013), investigou a força de impacto baseando-se na pressão exercida sobre a superfície. A análise foi conduzida através de simulações numéricas de um escoamento bidimensional, axissimétrico, incompressível e isotérmico, considerando um regime permanente no contexto de uma contração abrupta.

Por outro lado, Maneira (2013) realizou uma análise numérica da força de impacto resultante da ejeção do fluido através dos bocais de uma broca tricônica simplificada, integrante da coluna de perfuração. Nesse estudo, uma velocidade de rotação foi aplicada à coluna de perfuração para avaliar sua influência na força de impacto. Além disso, foram investigados os efeitos da variação da vazão e da massa específica sobre a mencionada força de impacto.

Borges, Padilla, *et al.* (2021) conduziram simulações com uma geometria simplificada do fundo do poço, considerando um escoamento turbulento e a imposição de rotação na coluna de perfuração. Como parte de sua análise, investigaram a influência da rotação da coluna de perfuração na magnitude da força de impacto na superfície do fundo do poço. O estudo observou que o aumento da rotação resultou em um aumento desse valor, mas a partir de um valor crítico de  $N_d = 0,25$  (onde  $N = Ta/Re$  e  $Ta$  o número de Taylor) a magnitude da força de impacto começou a diminuir devido à expansão do fluido desde a saída do bocal até o fundo do poço.

Na presente proposta, a força de impacto será obtida pelo método de fronteira imersa, através da quantificação da força lagrangiana.

Qualquer desgaste produzido na superfície de um corpo ou na superfície terrestre pelo atrito de outro corpo ou à ação de materiais com suficiente quantidade de movimento linear, é chamado de erosão. Quando a erosão é ocasionada pela interação de partículas rígidas transportadas por um gás ou por líquidos é denominada de erosão por partículas sólidas. Se essas partículas sólidas são transportadas por um líquido, o desgaste é frequentemente chamado de erosão por lama (HUTCHINGS e SHIPWAY, 2017).

Este fenômeno é extensivamente estudado no campo das turbomáquinas, como bombas, turbinas, compressores, entre outros, visto que tais máquinas sofrem frequentemente erosão em suas pás. O desgaste nas pás de uma turbomáquina impacta de forma significativa a eficiência, resultando em diversos tipos de danos, incluindo o desequilíbrio de massa em regiões específicas do rotor e, conseqüentemente, a ocorrência de vibrações.

De uma perspectiva geral, a erosão é um fenômeno que afeta as pás da broca, ao mesmo tempo em que desempenha um papel vantajoso na remoção do solo. A erosão contribui para o

desgaste da superfície do fundo do poço, especialmente na região de impacto dos jatos, que costuma estar centralizada. Isso resulta na desestabilização das camadas de solo e simplifica o processo de corte realizado pela broca na superfície. Um tópico relacionado ao desgaste por erosão no fundo de poço é conhecido como perfuração por impacto de partículas, onde a erosão é induzida pelo impacto de jatos de lama contendo partículas (CASAS, DE-POUPLANA, *et al.*, 2022). Esse processo de perfuração é uma técnica que utiliza esferas de aço como as partículas responsáveis pela erosão, conforme ilustrado na Figura 2.10.

Por outro lado, o desgaste por erosão com partículas envolve uma variedade de mecanismos, predominantemente controlados pelo material e pelo tamanho das partículas, bem como pelo ângulo e pela velocidade do impacto. Quando as partículas são mais duras, o processo de corrosão pode ocorrer. A taxa de remoção de material é aproximadamente proporcional à velocidade elevada à potência "n", onde "n" varia entre 2 e 2,5 para metais e entre 2,5 e 3 para materiais cerâmicos (LUDEMA, 1996).

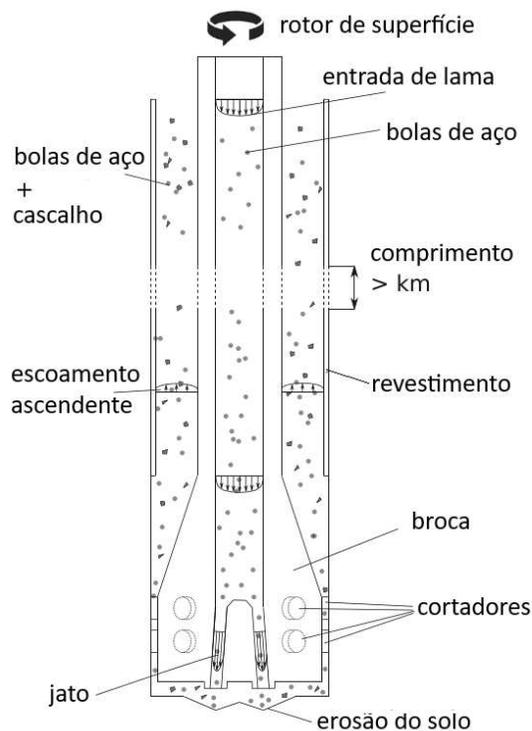


Figura 2.10 – Esquema do trabalho de PID no poço (CASAS, DE-POUPLANA, *et al.*, 2022).

O material particulado gerado pelo processo do corte da broca exibe uma variedade de formas e tamanhos. Dependendo das dimensões dos sólidos, eles podem ser classificados como cascalho, areia, lama e coloides. A faixa de tamanhos e os tipos de partículas podem ser

observados na Tabela 2.3. A classificação do cascalho varia de muito fino a grosso, com dimensões aproximadas entre  $1\mu m$  e  $0.5mm$ , conforme é mostrado na Tabela 2.4. Informações sobre a geração de cascalho são limitadas, no entanto, autores como Nicolli e Soares (2010) estimam que, em média, um poço gera entre 500 e  $800 m^3$ . Fialho (2012) sugere que o volume de cascalho produzido durante a perfuração corresponde ao volume do poço acrescido de 20%, considerando possíveis desmoronamentos das formações para dentro do poço. Isso significa que a cada 100 metros perfurados, aproximadamente 13 metros cúbicos de cascalho são produzidos. Se a velocidade do escoamento anular não for o suficientemente alta para transportar o cascalho, ele se assentaria criando um leito estacionário. Esse acúmulo de cascalho resulta em problemas de estabilidade do poço (PEDEN, FORD e OYENEYIN, 1990).

Tabela 2.3. Classificação dos sólidos quanto o tamanho. Adaptado de (GROWCOCK e HARVEY, 2005).

Denominação	Faixa de tamanho ( $\mu m$ )	Tipos de partículas
Cascalho	> 2000	Sólidos de perfuração, cascalhos, pedras
Areia	74-2000	Areia, sólidos de perfuração
Silte	2-74	Barita, silte, sólidos de perfuração finos
Coloides	< 2	Bentonita, argila, sólidos de perfuração ultrafinos

A deposição contínua de cascalhos leva à formação progressiva de leitos de cascalhos. Caso não sejam tratados adequadamente, podem causar problemas como tubos presos, redução da seção de escoamento anular ou até mesmo queda na taxa perfuração (HEMPHILL e LARSEN, 1996). Para evitar tais problemas, são necessárias práticas de limpeza e remoção do cascalho do poço. Em casos de poços horizontais ou inclinados, as questões relacionadas à limpeza são mais desafiadoras, visto que o acúmulo de cascalho tende a ocorrer na parte inferior da região anular (YEO, FENG, *et al.*, 2021). Entretanto, problemas de limpeza em uma configuração anular excêntrica são mais complexos quando comparados a uma configuração anular concêntrica (SALUBI, MAHON, *et al.*, 2022).

Compreender a fluidodinâmica do escoamento é importante para a manipulação dos principais parâmetros, a fim de prever com precisão as perdas de pressão e as vazões do fluido, garantindo assim um processo eficaz de limpeza do poço (SALUBI, MAHON, *et al.*, 2022). Um parâmetro importante para quantificar o transporte de cascalhos durante o processo de limpeza do poço é a eficiência de remoção do cascalho (DE SOUSA, CABRAL e FAGUNDES, 2015). Uma eficiência remoção eficaz diminui custos e otimiza o tempo de operação, enquanto uma ineficiência pode acarretar em problemas, como a diminuição da taxa de penetração e vida útil das brocas, obstrução da região anular e travamento da coluna de perfuração (Almeida, Costa e

Da Fontoura, 2007; Pabortsava, Purser, *et al.*, 2011), chegando até mesmo à necessidade de abandonar o poço em casos extremos.

Tabela 2.4. Nome dos agregados em função de sua granulação. Adaptado de (FAGUNDES, 2018).

Denominação	Faixa de tamanho (mm)	Denominação	Faixa de tamanho ( $\mu\text{m}$ )
Rocha	> 256	Areia muito grossa	1000-2000
Seixos	64-256	Areia grossa	500-1000
Cascalhos muito grosso	32-64	Areia média	250-500
Cascalhos grosso	16-32	Areia fina	125-250
Cascalhos médio	8-16	Areia muito fina	62,5-125
Cascalhos fino	4-8	Silte	3,9-62,5
Cascalhos muito fino	2-4	Argila	< 3,90625
		Coloidal	< 1

Dentro desse cenário, nossa pesquisa se dedica ao estudo dos escoamentos turbulentos particulados, levando em consideração a polidispersidade das partículas presentes na fase dispersa no fundo de poços em perfuração. Essa polidispersidade introduz uma ampla gama de grandezas de comprimento e tempo. As interações entre essas partículas polidispersas e a turbulência na fase transportadora, que é intrinsecamente multiescalar por natureza, apresentam desafios adicionais no que diz respeito à modelagem (SUBRAMANIAM, 2013).

A avaliação do impacto das partículas nos escoamentos turbulentos é determinada pelo parâmetro conhecido como fração volumétrica ( $C$ ). Dentro desse contexto Elghobashi (1994) afirmou que quando  $C$  assume valores menores iguais a  $10^{-6}$ , as partículas exercem uma influência insignificante na turbulência, permitindo assim, a adoção do acoplamento de uma via. Na faixa de valores compreendidas entre  $10^{-6} < C \leq 10^{-3}$ , a taxa de transferência de momentum é substancial, o que resulta em alterações na estrutura da turbulência. Nesse caso, torna-se necessário considerar o acoplamento de duas vias. Esses dois últimos cenários são comumente conhecidos como suspensões diluídas.

Em contraste, no terceiro cenário, quando a carga de partículas atinge valores superiores ( $C > 10^{-3}$ ), nos deparamos com suspensões densas, onde as colisões entre as partículas se tornam frequentes. Nesse contexto, é necessário considerar o acoplamento de quatro vias para uma descrição precisa dos fenômenos envolvidos.

Dentro do contexto das suspensões densas, podemos identificar dois suspensões distintas: aqueles dominados pela colisão ( $10^{-3} < C \leq 10^{-1}$ ) e aqueles dominados pelo contato ( $C > 10^{-3}$ ), como classificado por Crowe, Schwarzkopf, *et al.* (2012).

Um parâmetro que será adotado para avaliar a eficiência na remoção de partículas é denominado de taxa de transporte de partículas (*Cuttings Transport Ratio* - CTR), conforme demonstrado na seguinte expressão (ABBAS, ALSABA e AL DUSHAISHI, 2021):

$$CTR(\%) = \frac{\text{Peso do cascalho recuperado}}{\text{Peso do cascalho injetado}} \times 100, \quad (2.7)$$

Para nosso estudo, todas as partículas (que são esferas) compartilham as mesmas propriedades, formas e tamanhos, portanto, o peso é contante. Assim, a Eq. (2.7) pode ser reescrita em função do número de partículas da seguinte forma:

$$CTR(\%) = \left( \frac{N_{pr}}{N_{pi}} \right) \times 100, \quad (2.8)$$

aqui  $N_{pr}$  representa o número de partículas recuperadas, enquanto  $N_{pi}$  é o número de partículas injetadas. Uma expressão semelhante ao CTR é definida por Salvo (2013), conhecida como eficiência de coleta ( $\varepsilon_c$ ), um parâmetro frequentemente empregado em ciclones e hidrociclones.

A taxa de transporte de cascalho no problema de perfuração, ganha relevância ao se considerar a presença de partículas confinadas nas estruturas turbilhonares no fundo do poço, o que resulta em uma menor quantidade de partículas transportadas na região anular. No cenário de perfuração real, as partículas podem ficar retidas em aberturas ao longo do poço, entretanto, para as simulações realizadas no âmbito do presente estudo do fundo do poço, essa suposição não foi considerada.

A pesquisa científica oferece uma vasta gama de estudos voltados para os processos de perfuração, os quais exploram a intrincada dinâmica de partículas em cenários de perfuração. Experimentos materiais foram conduzidos por pesquisadores como Yu, Takach, *et al.* (2007), Li e Wilde (2005), e Salubi, Mahon, *et al.* (2022). Essas investigações envolveram a utilização de dois cilindros concêntricos (alguns com valores e excentricidade diferente de zero), com injeção de partículas na região anular, ao mesmo tempo que conferiram rotação ao cilindro interno. Tais trabalhos foram conduzidos em um ambiente experimental que contemplou uma configuração inclinada tanto para a coluna de perfuração quanto para o poço. As velocidades de rotação variaram dentro da faixa de 80-150 rpm, enquanto os diâmetros das partículas abrangeram valores de 0,15 mm a 7 mm.

Em contrapartida, outros estudiosos, como Mohammed e Almahdawi (2020), Ozbayoglu, Saasen, *et al.*, (2008), Evren, Reza O, *et al.* (2010), e Abbas, Alsaba e Al Dushaishi, (2021),

realizaram experimentos semelhantes. A distinção residia no fato de que esses experimentos simplificaram a representação da coluna de perfuração e do poço, mantendo-os em uma posição horizontal. Nesse contexto, as velocidades de rotação variaram na faixa de 120-150 rpm, e os diâmetros das partículas abrangeram valores de 0,75 mm a 3,5 mm.



Figura 2.11 – Trecho da seção do teste durante o processo de transporte de partículas com rotação do duto (OZBAYOGLU, SAASEN, *et al.*, 2008).

Um exemplo da configuração experimental conduzida por Ozbayoglu, Saasen, *et al.*, (2008) é exemplificado na Figura 2.11. O fluido na região anular apresentou velocidades situadas na faixa de  $2,1 - 7,2 \text{ ft/s}$  e uma massa específica de  $\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$ . Na mesma região anular, partículas com um diâmetro de 3mm e uma gravidade específica de 2,65 foram injetadas. A configuração experimental compreendeu dois dutos, com tamanhos de 3 in e 1,5 in, representando o poço e a coluna de perfuração, respectivamente. A coluna de perfuração operou a velocidades variando entre 0-120 rpm, com uma taxa de penetração que variava entre  $15 - 45 \text{ ft/h}$ .

Além dos estudos experimentais, a literatura também aborda a simulação numérica de escoamentos em cenários de perfuração, que envolvem a rotação da coluna de perfuração. Simulações numéricas foram realizadas em configurações que compreendiam dois cilindros, com injeção de partículas na região anular. Pesquisadores como Al-Kayiem, Zaki, *et al.* (2010), Yan, Qu, *et al.* (2020) e Ma, Lai, *et al.* (2022) recorreram ao modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  e suas variações (padrão, *realisable*, entre outros), bem como a modelos como o (SST)  $k - w$  e o Tensor de Reynolds, conforme apropriado para suas investigações.

Yan, Qu, *et al.*, (2020) realizou simulações numéricas da região anular utilizando duas configurações de coluna de perfuração: uma convencional (Figura 2.12a) e outra com quatro lóbulos (Figura 2.12b), variando os valores de excentricidade (0, 0,2 e 0,4). A velocidade de entrada do escoamento foi de 0,54 m/s, com o fluido de trabalho apresentando uma massa

específica de  $\rho = 998,2 \text{ kg/m}^3$  e viscosidade dinâmica de  $\mu = 0,001 \text{ kg/(m.s)}$ . A fase dispersa foi caracterizada por partículas com diâmetro de  $d_p = 1,2 \text{ mm}$  e massa específica  $\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$ .

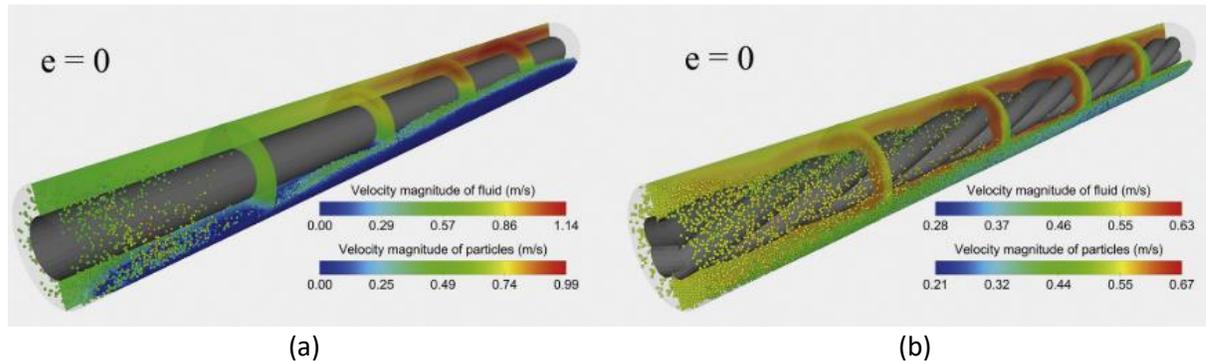


Figura 2.12 – Visualização das partículas na região anular: (a) coluna de perfuração convencional, (b) coluna de perfuração com quatro lóbulos (YAN, QU, *et al.*, 2020).

A maioria dessas simulações numéricas ditas anteriormente foi realizada com o auxílio do software comercial Fluent. Alguns estudos também consideraram brocas acopladas à coluna de perfuração como parte da geometria a ser simulada, como exemplificado por Moslemi e Ahmadi (2014) e Yan, Guan, *et al.* (2020), optaram pelo modelo de turbulência *realisable*  $k - \varepsilon$ . Este último autor, utilizou uma broca PDC de duplo diâmetro para análise fluidodinâmica e distribuição das partículas como detalhado na Figura 2.13. Adicionalmente, os estudos de Maneira (2013) e Daroz (2015) utilizaram modelos como SST,  $k - \varepsilon$  e  $k - w$ , cada um em suas respectivas simulações, fazendo uso do software CFX da plataforma ANSYS.

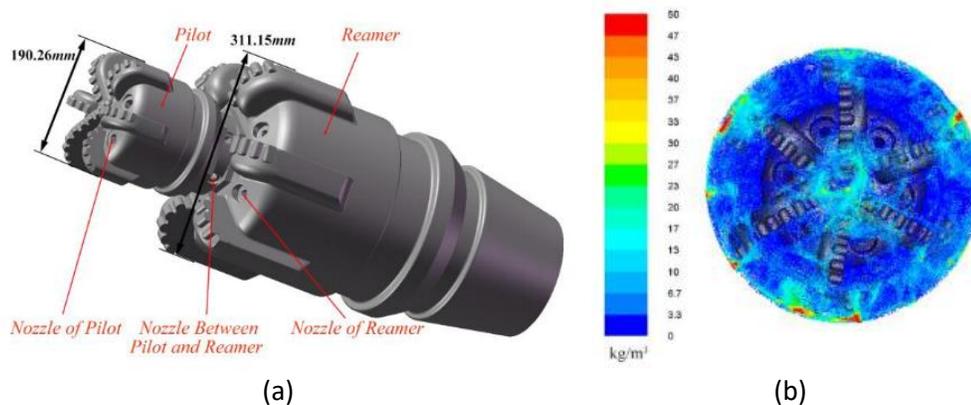


Figura 2.13 – a) Representação geométrica da broca PDC com diâmetro duplo, b) mapa de distribuição de partículas no fundo de poço. (YAN, GUAN, *et al.*, 2020)

Autores como Borges, Padilla, *et al.* (2021) utilizaram uma plataforma numérica em desenvolvimento, como parte dos trabalhos realizados no laboratório MFLab para realizar simulações de escoamentos turbulentos em fundo de poço durante operações de perfuração. Para esse propósito, eles adotaram uma geometria simplificada do fundo de poço, representada por meio do método de fronteira imersa com rotação na coluna de perfuração. A metodologia LES com o modelo dinâmica sub-malha para o tratamento da turbulência foi empregada. No trabalho de Borges (2020), um conjunto de partículas foi introduzido no fundo de poço.

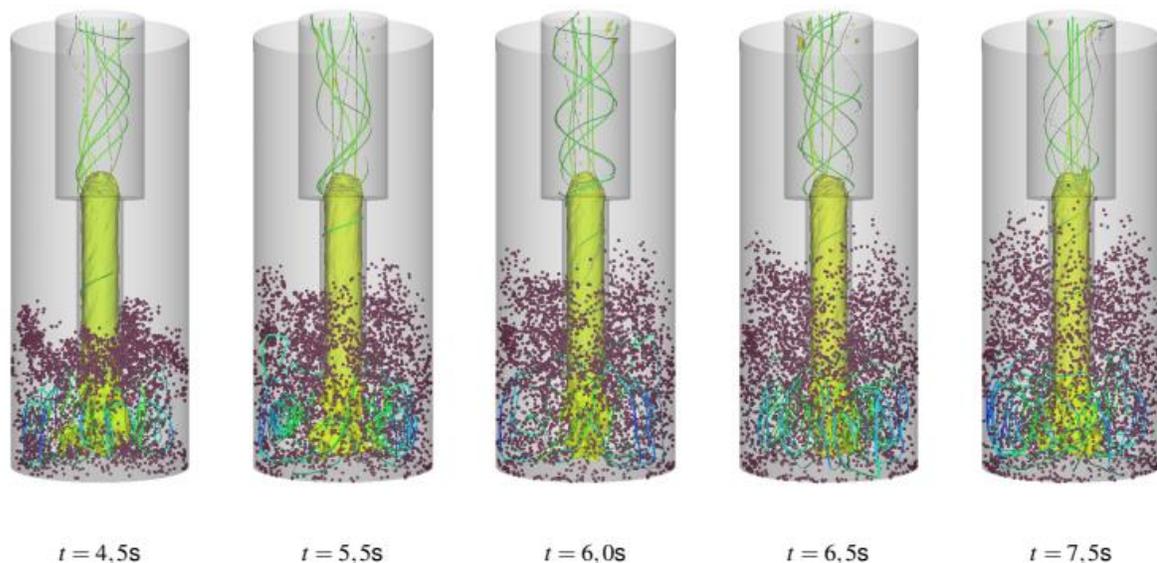


Figura 2.14 – Dinâmicas das partículas, com iso-superfície e linhas de corrente (BORGES, 2020).

A fase discreta foi caracterizada por partículas esféricas com diâmetro de  $d_p = 1,0 \text{ mm}$  e uma massa específica de  $\rho_p = 2550 \text{ kg/m}^3$ . Para analisar a interação entre as partículas e o escoamento, empregaram a abordagem Euler-Lagrange com o acoplamento de duas vias. Também impuseram uma velocidade de rotação na coluna de perfuração simplificada, com o objetivo de avaliar sua influência tanto no escoamento quanto no comportamento das partículas, conforme ilustrado na Figura 2.14.

Adicionalmente, Puelles (2019) conduziu simulações de escoamentos turbulentos no fundo de poços, incorporando brocas simplificadas acopladas à coluna de perfuração. Essas brocas foram simplificadas com base nos códigos IADC M43 e IADC 614X, correspondentes às brocas PDC (Figura 2.15a) e triconica (Figura 2.15b), respectivamente. Essas simulações deram continuidade ao trabalho de Borges (2020) e adotaram a mesma metodologia LES combinado com o modelo de turbulência de sub-malha dinâmica. Além disso, foram impostas velocidades de rotação variando entre 0 e 100 rpm.



Figura 2.15 – Isso-superfícies de velocidades, com rotação de 25rpm: (a) broca PDC e (b) broca triconica. (PUELLES, 2019)

É relevante destacar que grande parte dos estudos na literatura relacionados às simulações de escoamentos turbulentos em fundos de poços são realizados por meio de software comercial. Portanto, este estudo se distingue por sua abordagem, que se baseia em uma plataforma em desenvolvimento própria e emprega a metodologia LES, um enfoque menos comum na literatura. Além disso, a força do escoamento influencia as partículas, que somado a todas as forças sobre a partícula possibilita encontrar a velocidade e a nova posição da partícula. Quando essa força resultante é distribuída no domínio euleriano, a solução das equações para o escoamento considera a presença das partículas (detalhado na seção 3.4.2.1). Este procedimento constitui uma das contribuições fundamentais deste trabalho no que tange à metodologia empregada.

No que se refere ao movimento rotatório da coluna de perfuração, rotações acima de 120 RPM tendem a criar vibrações induzidas por movimentos circulares que podem ocasionar danos aos componentes do BHA, sendo assim, com base nas observações meticulosas realizadas em poços de perfuração, recomendasse que as velocidades se mantenham em torno de 80 RPM ou menos (RAMSEY, 2019), o que também é confirmado na Tabela 2.5. Alguns autores adotaram essa recomendação, conforme os trabalhos de Yu, Takach, *et al.* (2007), Zakerian, Sarafranz, *et al.* (2018) e Huque, Rahman, *et al.*, (2022). No entanto, outros estudos optaram por considerar rotações mais elevadas como Ozbayoglu, Saasen, *et al.* 2008, Akhshik, Behzad e Rajabi (2015),

Khatibi, Wiktorski, *et al.* (2018), Hajipour (2020), Abbas, Alsaba e Al Dushaishi (2021), Awad, Hussein, *et al.* (2022), chegando até 300 RPM como demonstrado por Ma, Lai, *et al.* (2022).

Tabela 2.5. Velocidades de rotação para brocas PDC, dependendo da formação do solo. Adaptado da fonte (keysbit.com).

Formação	WOB		RPM
Cal	7257,5	8164,7	65-70
Xisto	3628,7	5443,1	75-85
Areia	5443,1	6350,3	65-75

## **CAPÍTULO III**

### **METODOLOGÍA**

Nesta seção, serão apresentadas a descrição do problema principal e as considerações a serem feitas. Será discutida a modelagem matemática que auxiliará na representação do comportamento tanto da fase contínua quanto da fase dispersa. Por fim, abordaremos a modelagem numérica, que nos permitirá, por meio de técnicas e algoritmos computacionais, simular o modelo matemático após a implementação na linguagem correspondente.

#### **3.1 PROBLEMA**

Uma das primeiras etapas de uma simulação numérica envolve a identificação do problema. Nesta etapa, são estabelecidos os objetivos e a identificação do domínio de estudo. Esta tese aborda diversos cenários físicos, incluindo o problema da cavidade tridimensional com tampa deslizante, o problema da contração abrupta, o problema do fundo de poço simplificado e o problema principal, que trata do fundo de poço com broca simplificada.

#### **3.2 MODELO FÍSICO**

Além da representação esquemática do problema com a finalidade a delimitar o domínio e representar as condições de contorno, serão consideradas diversas hipóteses para simplificar o problema, uma vez que a realidade física é, em geral, apenas parcialmente conhecida pelos cientistas:

Para a fase contínua, serão consideradas as seguintes hipóteses:

- O fluido é considerado newtoniano e isotérmico.
- O escoamento é tratado como incompressível.
- Não há transferência de energia.

Para a fase dispersa, serão consideradas as seguintes hipóteses:

- As partículas são consideradas como perfeitamente esféricas e rígida, sem deformação.
- As propriedades físicas das partículas são uniformes em todo o seu volume, consistindo em um único material.

Na área de gerenciamento de projetos, a definição do escopo é fundamental, pois abrange tanto as inclusões quanto as exclusões (PROJECT MANAGEMENT INSTITUTE, 2021). Portanto, apresentam-se considerações e exclusões igualmente relevantes para o projeto de pesquisa:

### **Considerações**

- Empregou-se uma plataforma numérica em desenvolvimento para a simulação de todos os casos abordados neste trabalho. Essa plataforma numérica possui um histórico extenso e já foi aplicada em diversos cenários, como evidenciado na seção 1.3.
- Os recursos disponíveis no laboratório MFLab, incluindo computadores, material bibliográfico e clusters, foram utilizados no desenvolvimento do projeto.
- O financiamento do projeto foi concedido pela instituição CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior).
- Os modelos físicos foram representados nos domínios euleriano e lagrangiano, com as condições de contorno especificadas para cada problema tratado.
- A geometria do domínio lagrangiano é representada de maneira simplificada por meio de uma malha de elementos triangulares (Figura 3.2b). Todos esses elementos possuem aproximadamente o mesmo tamanho. A geometria de cada caso foi exportada no formato “.obj”, manipulada pelo software Blender 2.69.
- Apenas a colisão da partícula com o domínio euleriano, bem como as geometrias cilíndricas e esféricas que constituem o sistema poço-coluna de perfuração, foram consideradas.

### **Exclusões**

- Em relação ao problema principal, que envolve um modelo físico idealizado, não se considerou a influência de quaisquer forças externas. Portanto, não há deformação ou alteração do domínio lagrangiano.

- Não foi contemplada a transferência de energia entre os domínios (tanto euleriano quanto lagrangiano) ou com a fase dispersa.

Como foi visto no trabalho de Puelles (2019) a simplificação da broca foi baseada no PDC, 8 ½" (215,9 mm) como mostra a Figura 3.1, que corresponde à conexão API Regular de 4 ½" e DC 5 ¾" (BAKER). Um dos propósitos deste estudo é explorar os aspectos fluidodinâmicos e adquirir compreensão dos fenômenos físicos influenciados pela geometria da broca, embora tenham sido realizadas simplificações para otimizar o custo computacional da simulação.

No modelo simplificado, foram consideradas 3 aletas e 3 bocais, os quais representam a soma volumétrica e de área de 6 aletas e 6 bocais, respectivamente (Figura 3.2a). Teoricamente, isso corresponde à mesma geometria em termos de volume e área efetiva.

8 ½" (215.9 mm) IADC: M433 MD613DBX

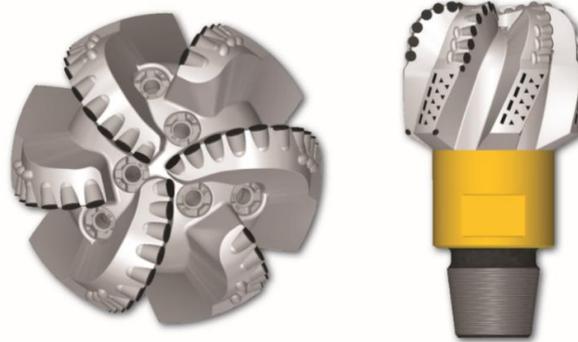


Figura 3.1 – Representação da broca do tipo PDC código IADC-M433 (MICON-DRILLING, 2016).

Ao finalizar a modelagem utilizando as dimensões fornecidas pelo catálogo da broca, aplicou-se um fator de escala (3,42) para alcançar um diâmetro de entrada do fluido de aproximadamente 0,5 m (500 mm). De maneira semelhante, o fator de escala foi aplicado ao diâmetro da broca, resultando em 738,378 mm, que foi arredondado para 740 mm para evitar valores decimais. Portanto, a nova relação entre o diâmetro da broca e o DC é de 1,48 (PUELLES, 2019).

Diferentemente do trabalho de Puelles (2019), o fundo de poço foi representado por uma superfície semiesférica, adotando assim uma abordagem mais realista com o problema de perfuração (detalhes das medidas são apresentados no APÊNDICE E).

O domínio de interesse, representado pela malha lagrangiana compreende o sistema poço-coluna de perfuração (Figura 3.2b). O problema associado ao fundo de poço apresenta uma configuração geométrica complexa, constituída por diversos elementos, incluindo uma coluna de

perfuração de seção circular constante acoplada com uma broca de tipo PDC, bem como a representação do poço em perfuração, conforme ilustrado na Figura 3.3.

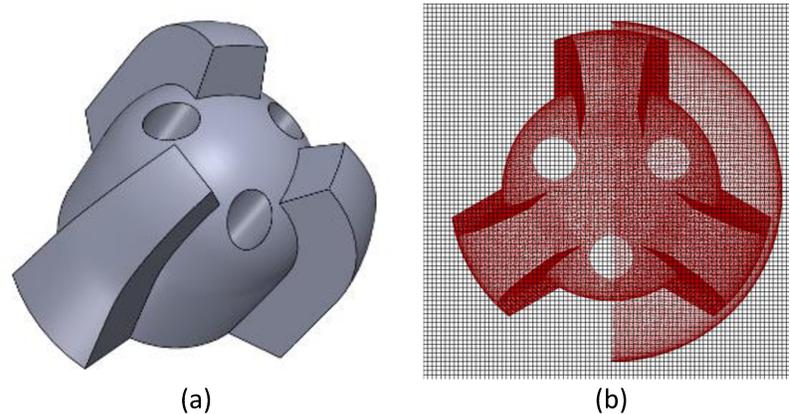


Figura 3.2 – Representação da: (a) broca; (b) vista frontal da malha euleriana (preto) e lagrangiana (vermelho).

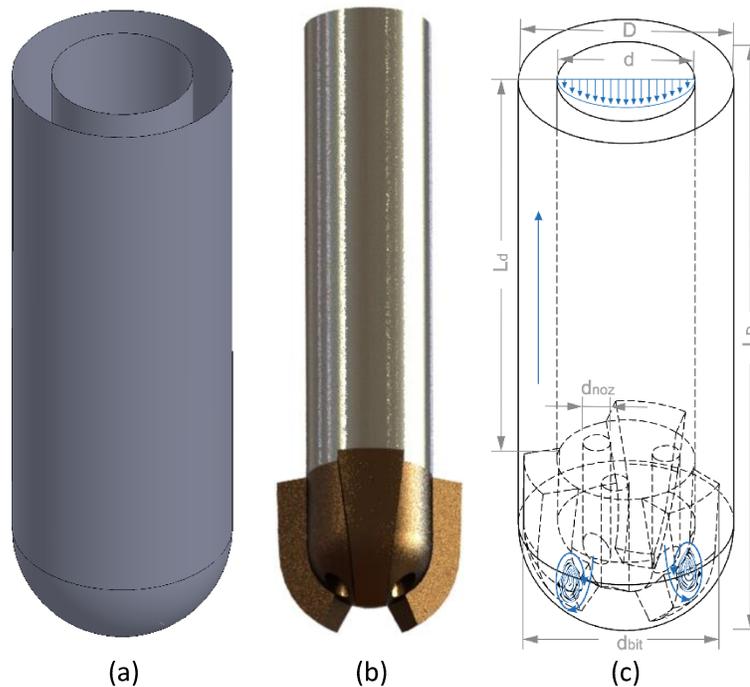


Figura 3.3 – Configuração do problema de fundo de poço: (a) Vista solida da coluna de perfuração e poço, (b) Vista 3D da coluna de perfuração-renderização, (c) Caracterização das medidas do sistema poço-coluna de perfuração.

O fluido de perfuração é bombeado através da coluna de perfuração, sendo ejetado pelos bocais da broca. Esses jatos impactam no fundo de poço, contribuindo para a dispersão do

material particulado gerado pelo corte da broca. Em seguida o escoamento continua sua trajetória através da região anular.

Os componentes como dutos de perfuração, duto pesado e algumas ferramentas especiais estão sendo representados por um duto de diâmetro constante que está conectado à broca. A broca utilizada é uma simplificação do tipo PDC (IADC M433), considerado um perfil semiesférico nas aletas e na matriz da broca. A adaptação do fundo de poço foi realizada para se ajustar ao perfil semiesférico da broca, de modo a se aproximar mais da realidade.

No âmbito da caracterização das grandezas do sistema poço-coluna de perfuração, foram empregadas variáveis que representam diâmetros e comprimentos, com as seguintes denotações:  $D$  para o diâmetro do poço,  $d$  para o diâmetro da coluna de perfuração,  $d_{noz}$  para o diâmetro dos bocais da broca,  $d_{bit}$  para o diâmetro da própria broca,  $L_D$  para o comprimento do poço e  $L_d$  para o comprimento do duto da coluna de perfuração (Figura 3.3c).

As condições de contorno foram estabelecidas da seguinte forma: na entrada da coluna de perfuração, um perfil de velocidade correspondente ao regime turbulento foi imposto um perfil de velocidades do escoamento no regime turbulento desenvolvido, em função do raio (FOX, MCDONALD e PRITCHARD, 2011):

$$W(r) = W_{max} \left(1 - \frac{r}{r_d}\right)^n, \quad (3.1)$$

nesta equação,  $W(r)$  é a componente axial média da velocidade,  $W_{max}$  é a velocidade na linha do centro do duto,  $r$  é a distância desde o centro do duto,  $r_d$  é o raio do duto da coluna de perfuração,  $n$  o expoente para lei de potência que descreve o perfil de velocidade. Essa variável pode ser determinada em relação ao número de Reynolds (MUNSON, YOUNG e OKIISHI, 2002). Para a determinação da velocidade máxima ( $W_{max}$ ) emprega-se a seguinte expressão (FOX, MCDONALD e PRITCHARD, 2011):

$$\frac{W(r)}{W_{max}} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)}. \quad (3.2)$$

Na saída, foi aplicada a condição advectiva, conforme expresso na Eq. (3.3):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c_{adv} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} = 0, \quad (3.3)$$

onde  $\varphi$  representa qualquer variável dependente do escoamento (SHIH e LIN, 2011),  $c_{adv}$  é a constante da velocidade de transporte advectivo e  $\eta$  é a coordenada normal à saída do domínio.

No que tange ao domínio representado pelo poço, a geometria foi considerada com condição de parede, definindo os valores da componente da velocidade como zero conforme a Eq. (3.4):

$$u = v = w = 0. \quad (3.4)$$

As condições mencionadas são ilustradas na Figura 3.4b. Para o domínio que engloba a coluna de perfuração, os valores das componentes da velocidade  $u$  e  $v$  são foram estabelecidos com base na rotação da coluna, obtidas através das equações (3.5) e (3.6) respectivamente:

$$u = V_{ta} \cos(\theta), \quad (3.5)$$

$$v = V_{ta} \sin(\theta), \quad (3.6)$$

onde  $V_{ta}$  é a velocidade tangencial, produto da velocidade angular e o raio,  $\theta$  é o ângulo formado pelo deslocamento de um ponto no nó lagrangiano depois de um intervalo de tempo. As condições iniciais para todas as componentes de velocidade foram consideradas zero.

O domínio euleriano está representado por uma malha uniforme composta por 86x86x286 volumes (Figura 3.4c, malha destacada em preto), ao passo que a malha lagrangiana é composta por 304379 elementos triangulares (Figura 3.4c, malha destacada em vermelho). Nesta representação, foi omitida metade do poço para possibilitar a visualização da malha correspondente a uma seção da broca.

No que diz à fase dispersa, foi considerado um conjunto partículas esféricas com propriedades físicas uniformes, distribuídas de maneira a formar uma superfície semiesférica entre a broca e o fundo de poço, como ilustrado na Figura 3.5. As partículas foram liberadas após o desenvolvimento do escoamento. Para cada configuração de rotação, um número específico de partículas foi considerado. Cada conjunto de partículas representou uma fração volumétrica distinta. A determinação da fração volumétrica das partículas foi realizada considerando o volume da região anular do sistema poço-coluna de perfuração como referência.

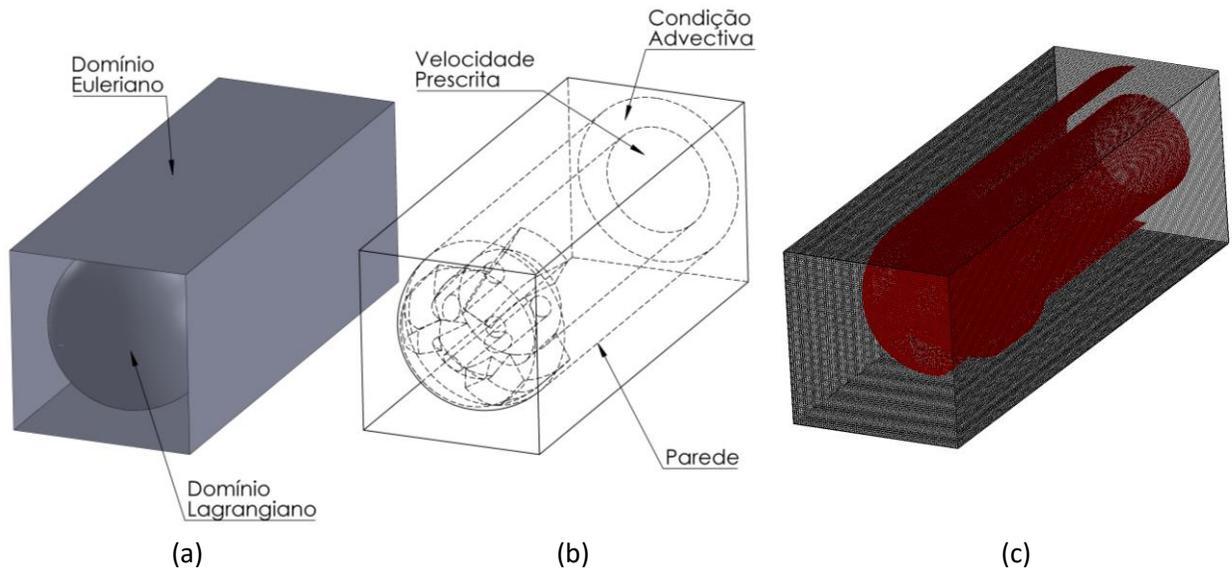


Figura 3.4 – Representação: (a) Domínio euleriano e lagrangiano; (b) condições de contorno; (c) malha euleriana (preto) e lagrangiana (vermelho).

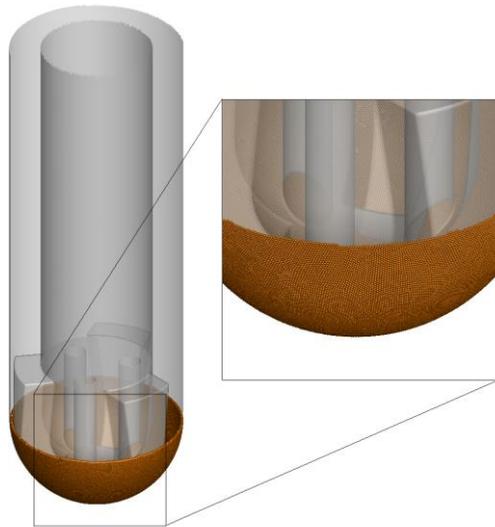


Figura 3.5 – Esquema da distribuição inicial de 39423 partículas no fundo de poço.

### 3.3 MODELAGEM MATEMÁTICA

#### 3.3.1 Modelagem da fase continua

A modelagem da fase contínua se inicia com a descrição das equações de Navier-Stokes, seguida pela aplicação da metodologia LES para o tratamento da turbulência, juntamente com a explicação do modelo de fechamento dinâmico de sub-malha. Por fim, a seção é complementada pelo uso do Método de Fronteira Imersa (*Immersed Boundary Method* - IBM).

##### 3.3.1.1 Formulação diferencial das equações

Como modelo matemático para descrever a física do escoamento, foram utilizadas as equações de Navier-Stokes, Eq. (3.7), e a equação de conservação da massa, Eq. (3.8), considerando a hipótese do contínuo.

Para o balanço de quantidade de movimento linear e a equação de conservação da massa, será considerado o escoamento incompressível, caracterizado por uma massa específica  $\rho$ , e um fluido newtoniano de viscosidade cinemática  $\nu$ . Essas equações são representadas de forma indicial a seguir:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{f_i}{\rho}, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (3.8)$$

onde  $i$  e  $j = 1, 2, 3$  correspondem às três componentes das coordenadas cartesianas  $(x, y, z)$ ,  $u$  é a velocidade instantânea do fluido e  $f_i$  representa o termo fonte, que será obtido através do método da fronteira imersa.

As equações (3.7) e (3.8) constituem o modelo matemático fundamental para descrever o comportamento do fluido em qualquer número de Reynolds. No entanto, devido ao elevado custo computacional necessário para resolver todas as grandezas do espectro de energia cinética no regime turbulento (que requereria uma malha muito refinada), será adotada a metodologia LES para reduzir esse custo.

### 3.3.1.2 Metodologia de simulação das grandes estruturas

As equações de Navier-Stokes são suficientes para modelar escoamentos de fluidos newtonianos para os regimes laminar e turbulento, independentemente do número de Reynolds. No entanto, o desafio surge quando lidamos com números de Reynolds elevados, nos quais o espectro de energia associado ao escoamento se torna mais amplo e os números de onda relativos às estruturas de Kolmogorov se tornam elevados. Para resolver todas essas estruturas, seria necessária uma malha muito mais refinada, o que corresponderia a uma Simulação Numérica Direta (*Direct Numerical Simulation* - DNS). No entanto, a metodologia LES emprega modelos que capturam a influência das pequenas estruturas nas grandes e vice-versa, por meio da transferência de energia cinética, até que ela seja transformada em energia térmica, alcançando assim a hipótese de equilíbrio (SILVEIRA NETO, 2020).

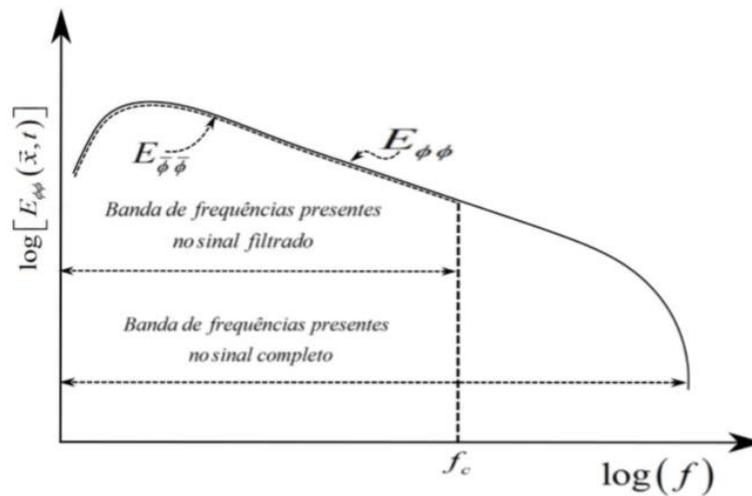


Figura 3.6 – Distribuição da densidade espectral de energia associada à distribuição temporal da informação  $\phi(\vec{x}, t)$  (SILVEIRA NETO, 2020).

A metodologia LES amplia a utilidade da metodologia DNS para aplicações práticas de engenharia, permitindo a não resolução das estruturas menores das turbulências. A metodologia opera em três dimensões e leva em conta a transitoriedade do escoamento. Suas vantagens decorrem do fato de que as estruturas de maior comprimento, determinadas pela frequência de corte ou número de onda de corte, dependem do passo de tempo ou tamanho da malha, sendo desafiadoras de modelar devido à sua natureza anisotrópica. Portanto, essas estruturas são resolvidas diretamente. Em contraste, as pequenas estruturas, mais próximas da hipótese de similaridade de Kolmogorov, tendem à isotropia e se ajustam rapidamente para manter um

equilíbrio energético. Isso envolve a transferência de energia cinética da banda resolvida para a banda não resolvida e a conversão da energia cinética turbulenta em energia térmica.

A metodologia LES emprega um operador de filtro para separar as estruturas grandes das pequenas. O processo inicia-se com a escolha de uma função de filtro e uma frequência ou comprimento de corte específicos. O objetivo é resolver, durante o cálculo do escoamento instável, todas as estruturas cuja frequência ou comprimento seja maior do que o valor de corte (VESTEEG e MALALASEKERA, 2007, p. 102).

Conforme mencionado anteriormente, a banda de frequências sub-malha deve interagir não linearmente com as grandes estruturas. No entanto, essas interações não lineares entre a banda de frequências resolvidas e a banda de frequências não resolvidas no espectro são modeladas por meio de um modelo sub-malha de fechamento da turbulência.

### Processo de Filtragem

O escoamento turbulento se caracteriza pela presença de um amplo espectro de comprimentos e frequências, o que demanda a aplicação de filtros tanto no domínio temporal quanto no espacial. No processo de filtragem temporal, é estabelecido um filtro com uma frequência de corte ( $f_c$ ). Frequências inferiores a essa são tratadas com base na hipótese de equilíbrio de Kolmogorov, conforme ilustrado na (Figura 3.6). Por outro lado, a filtragem espacial é realizada com base no comprimento de onda, que neste estudo é representado pelo comprimento característico  $dx$ , correspondente ao tamanho de um elemento da malha euleriana. Grandezas menores do que esse comprimento não são consideradas.

Na simulação das grandes estruturas, o campo vetorial ou escalar  $g$  é decomposto em duas partes: uma associada ao campo de grandes estruturas, denominada  $\bar{g}$ , e outra relacionada ao campo sub-malha  $g'$ .

$$g = \bar{g} + g' . \quad (3.9)$$

Em termos gerais, o processo de filtragem espacial de um campo randômico  $f(\vec{x}, t)$ , seguindo as abordagens de (LEONARD, 1979) e (GERMANO, PIOMELLI, *et al.*, 1991) é realizado por meio de uma integral de convolução em um volume  $\forall$ , como expresso na equação subsequente:

$$\bar{f}(\vec{x}, t) = \int_{\forall} G(\vec{x} - \vec{x}') f(\vec{x}', t) d\vec{x}', \quad (3.10)$$

onde  $G(\vec{r})$  é uma função filtro, sendo  $\vec{r} = \vec{x} - \vec{x}'$ .

Considerando algumas propriedades da decomposição de escalas por meio do processo de filtragem, obtemos o seguinte:

1. Uma flutuação filtrada não é nula.

$$g(\vec{x}, t) = \bar{g}(\vec{x}, t) + g'(\vec{x}, t) \rightarrow g'(\vec{x}, t) = g(\vec{x}, t) - \bar{g}(\vec{x}, t) \quad (3.11)$$

$$-\bar{g}(\vec{x}, t) \rightarrow \bar{g}'(\vec{x}) = \bar{g}(\vec{x}) - \bar{g}(\vec{x}) \neq 0.$$

2. O produto filtrado de uma variável filtrada por sua flutuação é diferente de zero.

$$\overline{\bar{g}g'} \neq \bar{g}\bar{g}' \neq 0. \quad (3.12)$$

3. O produto de duas variáveis filtradas e, posteriormente, filtradas novamente, é diferente do produto das duas variáveis filtradas isoladamente.

$$\overline{\bar{g}\bar{g}} \neq \bar{g}\bar{g}. \quad (3.13)$$

Com base na consideração de que a turbulência pode ser tratada como um fenômeno contínuo, sua modelagem apropriada é alcançada por meio das equações de balanço de massa e quantidade de movimento linear, utilizando o processo de filtragem aplicado à Eq. (3.7):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho}. \quad (3.14)$$

Através da decomposição das escalas da turbulência, representada pela equação ( $g + g'$ ), o termo não linear da Eq. (3.14), podemos expressá-la da seguinte maneira:

$$\overline{u_i u_j} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{u_i' \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u_j'} + \overline{u_i' u_j'}. \quad (3.15)$$

Ao aplicar o primeiro filtro, aparecem tensores adicionais envolvendo produto de flutuações e produtos mistos, o quais são chamados da seguinte forma:

$\overline{u_i' u_j'}$  → Tensor sub-malha de Boussinesq-Reynolds

$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$  → Tensor de Leonard

$C_{ij} = \overline{u_i' \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u_j'}$  → Tensor sub-malha cruzado

Considerando o exposto acima, obtemos a seguinte expressão:

$$\overline{u_i u_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j + L_{ij} + C_{ij} + \overline{u_i' u_j'}. \quad (3.16)$$

A Eq. (3.16) pode ser expressa em função do Tensor Global Sub-Malha de Boussinesq-Reynolds ( $\tau_{ij}$ ) (SILVEIRA NETO, 2020):

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = L_{ij} + C_{ij} + \overline{u_i' u_j'}. \quad (3.17)$$

Os tensores  $L_{ij}$  e  $C_{ij}$  podem ser modelados com base na abordagem proposta por Clark, Ferziger e Reynolds (1979), que sugere expressar a soma desses tensores como uma expressão de Taylor do campo de velocidade filtrado. Conforme estimado por Shaanam, Ferziger e Reynolds (1975), quando um esquema advectivo de segunda ordem é utilizado, os tensores sub-malha cruzado e de Leonard podem ser considerados insignificantes. Portanto a partir da Eq. (3.17) temos o seguinte:

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = \overline{u_i' u_j'}. \quad (3.18)$$

Da Eq. (3.18), deduzimos que o Tensor Global Sub-Malha de Boussinesq-Reynolds, cumpre uma igualdade com o tensor sub-malha de Boussinesq-Reynolds sob as simplificações feitas nos tensores de sub-malha cruzado e de Leonard. Ao considerar  $\tau_{ij}$  na Eq. (3.14), obtemos o seguinte:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho}. \quad (3.19)$$

Como pode ser observar na Eq. (3.19), a não linearidade persiste devido ao tensor  $\tau_{ij}$ . Boussinesq (1877) propôs modelar esse tensor com o conceito de viscosidade turbulenta  $\nu_t(\vec{x}, t)$ , ou seja, foi modelado como um termo de natureza difusiva:

$$-\tau_{ij} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (3.20)$$

aqui,  $k = \frac{1}{2} (\overline{u_i^2} + \overline{v_i^2} + \overline{w_i^2})$ , que apresenta o conceito de energia cinética turbulenta, é definida como a metade da soma das médias das componentes da velocidade flutuante ao quadrado e  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker. Portanto a Eq. (3.19) pode ser apresentada como:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho}, \quad (3.21)$$

onde  $\bar{p}^* = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho k$ , é denominada de pressão modificada.

### Modelo Sub-malha Dinâmico

O conceito de viscosidade turbulenta tem como base na hipótese de equilíbrio de Kolmogorov. Toda a energia ( $k$ ) injetada sobre a banda de ondas resolvidas, que é transferida para a banda sub-malha, tem que ser transformada por efeitos viscosos em energia térmica. Portanto a energia injetada é modelada como:

$$\wp^k = \overline{u_i' u_j'} \bar{S}_{ij} = 2\nu_t \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}. \quad (3.22)$$

A estrutura da turbulência deveria ser isotrópica, se este não for, os gradientes das tensões normais anisotrópicas não deveriam ser dinamicamente ativos (VESTEEG e MALALASEKERA, 2007, p. 102). Na metodologia LES, as estruturas menores são consideradas

isotrópicas devido à hipótese de similaridade, enquanto apenas as estruturas maiores são anisotrópicas, pois dependem da geometria do domínio, portanto, elas devem ser calculadas.

Smagorinsky (1963) sugeriu que, como as estruturas menores são quase isotrópicas, a hipótese de Boussinesq poderia ser uma boa descrição dos efeitos das grandezas não resolvidas no escoamento. Para determinar o coeficiente de proporcionalidade, aplicamos um novo filtro  $\hat{g}$  na Eq. (3.14), de uma largura  $\hat{\Delta} > \bar{\Delta}$ , onde a relação  $\hat{\Delta} = 2\bar{\Delta}$ , tem sido usado pela comunidade científica devido ao empirismo numérico (SILVEIRA NETO, 2020).

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\hat{u}_i \hat{u}_j})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\hat{f}_i}{\rho}. \quad (3.23)$$

Definimos o tensor das tensões relativas ao segundo filtro, também chamado de tensor sub-teste:

$$T_{ij} = \overline{\hat{u}_i \hat{u}_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j. \quad (3.24)$$

Portanto a Eq. (3.23) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\hat{u}_i \hat{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right) - T_{ij} \right] + \frac{\hat{f}_i}{\rho}. \quad (3.25)$$

Aplicando o filtro na Eq. (3.19), obtemos:

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\hat{u}_i \hat{u}_j})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right) - \hat{t}_{ij} \right] + \frac{\hat{f}_i}{\rho}. \quad (3.26)$$

Subtraindo-se da Eq. (3.26) a Eq. (3.25), obtemos:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\hat{u}_i \hat{u}_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (T_{ij} - \hat{t}_{ij}). \quad (3.27)$$

Assim definimos o tensor de Leonard global a partir da Eq. (3.27):

$$L_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \widehat{u}_i \widehat{u}_j = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij}. \quad (3.28)$$

Relacionando as partes anisotrópicas dos tensores envolvidos:

$$L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{ij} = \left( T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{ij} \right) - \left( \hat{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \hat{\tau}_{ij} \right). \quad (3.29)$$

A equação (3.29) é conhecida como a identidade de Germano e é usada para determinar a função coeficiente  $C(\vec{x}, t)$ . A parte anisotrópica do tensor Global Sub-Malha de Boussinesq-Reynolds com o segundo filtro pode ser modelada com a hipótese de Boussinesq:

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{ij} = -\nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) = -2\nu_t \bar{S}_{ij} = -2C(\vec{x}, t) (\bar{\Delta})^2 \|\bar{S}_{ij}\| \bar{S}_{ij}. \quad (3.30)$$

Aplicando o filtro na Eq. (3.30) para obter os mesmos termos da equação (3.29):

$$\hat{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \hat{\tau}_{ij} = -2\nu_t \hat{S}_{ij} = -2C(\vec{x}, t) (\bar{\Delta})^2 \|\widehat{\bar{S}_{ij}}\| \widehat{\bar{S}_{ij}}. \quad (3.31)$$

De forma análoga para o tensor sub-teste.

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{ij} = -2C(\vec{x}, t) (\Delta)^2 \|\hat{S}_{ij}\| \hat{S}_{ij}. \quad (3.32)$$

Subtraindo-se as Eqs. (3.31) e (3.32) e substituindo na Eq. (3.29), obtemos:

$$L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{ij} = -2C(\vec{x}, t) \left[ (\Delta)^2 \|\hat{S}_{ij}\| \hat{S}_{ij} - (\bar{\Delta})^2 \|\widehat{\bar{S}_{ij}}\| \widehat{\bar{S}_{ij}} \right]. \quad (3.33)$$

A Eq. (3.33) é uma equação tensorial que consiste em tensores simétricos com traços nulos. Lilly (1992) propôs determinar a função  $C(\vec{x}, t)$  usando o método dos mínimos quadrados, que permite avaliar o erro decorrente do ajuste:

$$C(\vec{x}, t) = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}}, \quad (3.34)$$

O coeficiente de proporcionalidade passa a ser calculado em função do tempo e do espaço, onde:

$$L_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \widehat{u}_i \widehat{u}_j. \quad (3.35)$$

$$M_{ij} = (\Delta)^2 \left| \widehat{S} \right| \widehat{S}_{ij} - (\bar{\Delta})^2 \left| \bar{S} \right| \bar{S}_{ij}. \quad (3.36)$$

Portanto a viscosidade turbulenta é avaliada como:

$$\nu_t = C(\vec{x}, t) \bar{\Delta}^2 \left| \bar{S}_{ij} \right|. \quad (3.37)$$

### 3.3.1.3 Método de fronteira imersa

O método de fronteira imersa (IBM) é uma técnica que permite a representação de geometrias, tanto simples quanto complexas, através de um domínio lagrangiano, delineado por uma malha que, engloba o corpo imerso em um escoamento resolvido. Este método emprega uma malha estruturada, que é denominado como domínio euleriano (VANILLA e BALARAS, 2009).

O IBM funciona por meio da imposição de condições virtuais, representadas por um campo de força. A Figura 3.7 ilustra a relação entre os pontos lagrangianos (destacados em preto) e os centros dos volumes eulerianos (marcados em azul). Cada ponto lagrangiano está associado aos nós da malha euleriana, formando, assim, uma vizinhança.

Este método é particularmente relevante na representação de interfaces fluido-estrutura e pode ser categorizado em duas principais abordagens: métodos de interface difusa e métodos de interface nítida. Dentro dos métodos de interface difusa (*Diffused interface Method*), tem-se o tipo Método de força direta FI (Fronteira Imersa), também conhecido pela sigla em inglês *Direct forcing IB method*. (SOTIROPOULOS e YANG, 2014).

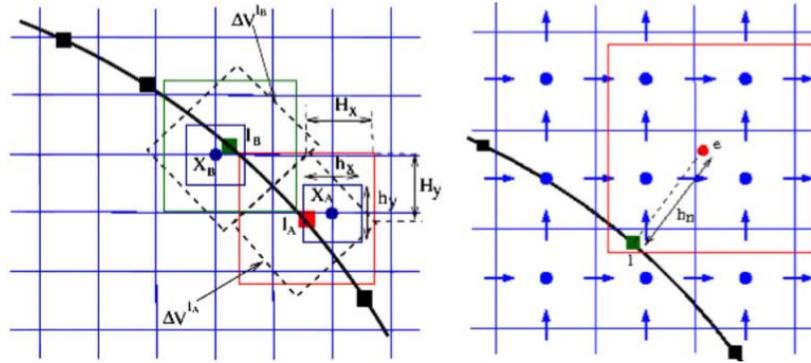


Figura 3.7 – Representação da malha lagrangiana e a malha euleriana (VANELLA e BALARAS, 2009).

A essência deste método reside nas equações de Navier-Stokes filtradas, nas quais é introduzido o termo de força  $f_i$ , conforme demonstrado na Eq. (3.21).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \nu_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho} \quad (3.38)$$

Sendo o termo  $f_i$  responsável por representar a interface no domínio euleriano e lagrangiano.

### 3.3.2 Modelagem da fase dispersa

Nesta seção, será apresentada a modelagem da fase dispersa na abordagem Euler-Lagrange, que é amplamente empregada na modelagem de escoamentos multifásicos. A abordagem EL minimiza a difusão numérica em campos da fase dispersa, como fração volumétrica e velocidade média, quando comparada às abordagens eulerianas baseadas em malha. No entanto, é importante ressaltar que o custo computacional da abordagem EL é superior ao da abordagem Euler-Euler (EE), devido à representação mais detalhada do escoamento multifásico (SUBRAMANIAM, 2013).

Com foco na descrição ponto-partícula, as partículas são rastreadas no campo de velocidades do escoamento previamente resolvido. Neste enfoque, as partículas devem ser menores que a distância entre dois nós computacionais; caso contrário, a suposição do enfoque ponto-partícula não é mais válida (ALLETTO, 2014). Nesse contexto, o método de rastreamento que será utilizado é o método da partícula discreta (*Discrete Particle Model* - DPM), no qual todas as partículas são rastreadas, um método de rastreamento classificado por (BODNÁR, GALDI e

NEČASOVÁ, 2017). Não serão consideradas colisões entre partículas, apenas o modelo de colisão partícula parede.

### 3.3.2.1 Forças atuantes em uma partícula

As forças que agem sobre a partícula podem ser divididas em forças de corpo ( $\vec{F}_{p,b}$ ) e de superfície ( $\vec{F}_{p,s}$ ):

$$\Sigma \vec{F}_p = \vec{F}_{p,b} + \vec{F}_{p,s} \quad (3.39)$$

As forças de corpo atuam sobre a massa da partícula devido a um campo de força externo, como campos eletromagnéticos e gravitacionais, forças moleculares de van der Waals e forças eletrostáticas de Coulomb. No entanto, neste estudo, consideraremos apenas a força gravitacional ( $\vec{F}_{g,b}$ ), portanto:

$$\vec{F}_{p,b} = \vec{F}_{g,b} = \rho_p \nabla_p \vec{g}, \quad (3.40)$$

onde  $\rho_p$  representa a massa específica da partícula,  $\nabla_p$  é o volume da partícula e  $g$  é a aceleração devido à gravidade.

Com relação às forças de superfície  $\vec{F}_{p,s}$  é definida pela seguinte equação:

$$\vec{F}_{p,s} = \vec{F}_{d,s} + \vec{F}_{by,s} + \vec{F}_{lf,s}, \quad (3.41)$$

onde  $\vec{F}_{d,s}$  é a força de arrasto,  $\vec{F}_{by,s}$  é a força de empuxo e  $\vec{F}_{lf,s}$  é a força de sustentação. Esta última força pode ser subdividida em força de sustentação devido ao cisalhamento (Saffman) e devido à rotação (efeito Magnus), representado pelas expressões  $\vec{F}_{ls}$  e  $\vec{F}_{lr}$ , respectivamente, do lado direito da Eq. (3.42):

$$\vec{F}_{lf,s} = \vec{F}_{ls} + \vec{F}_{lr}. \quad (3.42)$$

Embora haja outras forças que atuam sobre a superfície, como a força de massa virtual, a força de gradiente de pressão, a força de Basset, a força intermolecular browniana, a força de gradiente de temperatura termoforética, apenas as forças mencionadas na Eq. (3.42) são consideradas no cálculo da velocidade e posição da partícula.

Considerando as forças mencionadas anteriormente, a Eq. (3.39) resulta na seguinte expressão:

$$\Sigma \vec{F}_p = \vec{F}_{g,b} + \vec{F}_{d,s} + \vec{F}_{by,s} + \vec{F}_{ls} + \vec{F}_{lr}. \quad (3.43)$$

### Peso e empuxo

Ao manipular as expressões da força do corpo associada à gravidade e a força de empuxo ( $\vec{F}_{by,s} = \rho \nabla_p \vec{g}$ ) obtém-se a Eq. (3.44):

$$\vec{F}_{by,g} = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) g_i, \quad (3.44)$$

aqui,  $\rho$  representa a massa específica do fluido. É importante destacar que essa manipulação das expressões é válida, uma vez que a partícula está completamente submersa no fluido.

### Força de arrasto

A força de arrasto é definida com base na magnitude da velocidade relativa entre as fases ( $\vec{u} - \vec{u}_p$ ), quantificada através do número de Reynolds da partícula ( $Re_p$ ), que relaciona as forças inerciais e viscosas do fluido na periferia da partícula, como apresentada na Eq. (3.45):

$$Re_p = \frac{\rho |\vec{u} - \vec{u}_p|}{\mu}, \quad (3.45)$$

nessa equação,  $\vec{u}$  é a velocidade do escoamento na posição da partícula, e  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do fluido. A força de arrasto é expressa como (SOMMERFELD, 2000):

$$\vec{F}_{d,s} = \frac{3\rho C_D}{4\rho_p a_p} (\vec{u} - \vec{u}_p) |\vec{u} - \vec{u}_p|, \quad (3.46)$$

sendo  $d_p$  o diâmetro da partícula, e  $C_D$  o coeficiente de arrasto. Este último coeficiente, que foi originalmente implementado no código em desenvolvimento por Borges (2020) com base em expressões comuns na literatura, foi substituído por uma correlação desenvolvida por Morrison (2013), conforme apresentado na Eq. (3.47), que é utilizada para uma faixa de números de Reynolds da partícula de  $Re_p < 10^6$ :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} + \frac{2,6\left(\frac{Re_p}{5}\right)}{\left(\frac{Re_p}{5}\right)^{1,52}} + \frac{0,411\left(\frac{Re_p}{2,63 \times 10^5}\right)^{-7,94}}{1 + \left(\frac{Re_p}{2,63 \times 10^5}\right)^{-8}} + \frac{0,25\left(\frac{Re_p}{10^6}\right)}{1 + \left(\frac{Re_p}{10^6}\right)} \quad (3.47)$$

### *Velocidade terminal*

A velocidade terminal, também conhecida como velocidade terminal de sedimentação (SIFFERMAN, MYERS, *et al.*, 1974), representa a velocidade final que uma partícula atinge ao cair em um fluido em repouso (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2012). Iniciando com a aplicação da equação da segunda lei de Newton à partícula em movimento, considerando apenas as forças de peso e arrasto, obtém-se a seguinte formulação:

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_{g,b} - \vec{F}_{d,s} \quad (3.48)$$

Quando o movimento ocorre apenas na direção vertical e se assume uma partícula esférica rígida, tem-se:

$$\rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} |\vec{g}| - \frac{\rho V_r^2 \pi d_p^2}{8} C_D \quad (3.49)$$

Para o caso de um fluido em repouso, onde  $V_r$  é igual à velocidade terminal ( $V_s$ ) e a velocidade da partícula não varia mais com o tempo, obtemos:

$$0 = \rho_p \frac{\pi d_p^3}{6} g - \frac{\rho V_s^2 \pi d_p^2}{8} C_D \quad (3.50)$$

Isolando a velocidade terminal e fazendo algumas simplificações, chegamos a expressão Eq.(3.51):

$$V_s = \sqrt{\frac{4 \rho_p d_p}{3 \rho C_D} g} \quad (3.51)$$

Quando consideramos a força de empuxo ( $F_{by,s}$ ) no desenvolvimento anterior chegamos à expressão:

$$V_s = \sqrt{\frac{4 (\rho_p - \rho) d_p}{3 \rho C_D} g} \quad (3.52)$$

Para um escoamento laminar, especificamente para o regime de Stokes pode-se demonstrar que:

$$C_D = \frac{24}{Re_p}, \quad Re_p = \frac{V_T d_p \rho}{\mu}, \quad (3.53)$$

Portanto, para  $Re_p < 1$ , a Eq. (3.52) pode ser expressa como:

$$V_s = \frac{(\rho_p - \rho) g d_p^2}{18 \mu} \quad (3.54)$$

Para escoamentos em regime de transição, onde  $0,4 < Re_p < 500$ , é possível usar a Eq. (3.55) para expressar  $C_D$  (TADINI, NICOLETTI TELIS, *et al.*, 2016).

$$C_D = \frac{10}{\sqrt{Re_p}} \quad (3.55)$$

Portanto, a velocidade terminal é calculada utilizando a Eq.(3.56):

$$V_s = \left( \frac{4 (\rho_p - \rho)^2}{30 \mu \rho} g^2 \right)^{1/3} d_p \quad (3.56)$$

Para um escoamento turbulento, com  $Re_p > 1000$ , é considerado  $C_D = 0,44$ . Subsistindo este valor do coeficiente de arrasto na Eq. (3.52), nos leva à expressão (3.57), como demonstrado por Sifferman, Myers, *et al.* (1974) e Tadini, Nicoletti Telis, *et al.* (2016):

$$V_s = \sqrt{3,03 \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho} g d_p} \quad (3.57)$$

### Força de sustentação devido ao cisalhamento (Saffman)

A força de Saffman resulta da distribuição de pressão associada ao gradiente de velocidade, conforme ilustrado na Figura 3.8. Dessa forma, ela apresenta uma baixa pressão no lado com velocidade mais elevada (localizada no topo da partícula) e uma alta pressão no lado onde a velocidade do fluido é mais baixa (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2012).

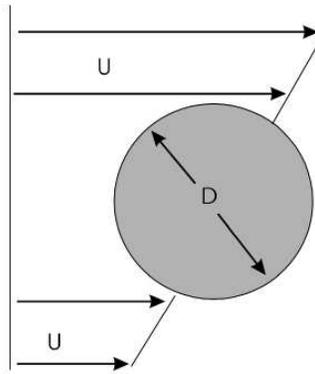


Figura 3.8 – Partícula imerso em um escoamento cisalhante (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2012).

A expressão final utilizada para o cálculo da força de sustentação devido ao cisalhamento, implementada no código computacional, é apresentada na Eq. (3.58) (SOMMERFELD, 2000):

$$\vec{F}_{ls} = \frac{\rho \pi}{24} d_p^3 C_{ls} [(\vec{u} - \vec{u}_p) \times \vec{\omega}] , \quad (3.58)$$

O coeficiente de sustentação por cisalhamento  $C_{ls} = \frac{F_{ls}}{F_{ls,SAff}}$  representa a razão entre a força de sustentação estendida e a força de Saffman (1965):

$$C_{ls} = \begin{cases} \frac{4,1126}{\sqrt{Re_s}} [(1 - 0,3314\beta^{0,5})\exp(-0,1Re_p) + 0,3314\beta^{0,5}] & \text{para } Re_p \leq 40 \\ \frac{4,1126}{\sqrt{Re_s}} [0,0524(\beta Re_p)^{0,5}] & \text{para } Re_p > 40 \end{cases}, \quad (3.59)$$

sendo  $\beta = 0,5 \frac{Re_s}{Re_p}$  válido para o intervalo de  $0,005 < \beta < 0,4$  (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2012). O número de Reynolds da partícula no escoamento cisalhante é representado por:

$$Re_s = \frac{\rho d_p^2 |\vec{\omega}|}{\mu}, \quad (3.60)$$

onde  $|\vec{\omega}| = |\nabla \times \vec{u}|$  é o módulo do vetor vorticidade, definido pela Eq. (3.61):

$$\vec{\omega} = \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right). \quad (3.61)$$

Abrindo a Eq. (3.61) para cada direção no sistema cartesiano, obtém-se a expressão final nas Eqs.(3.62), (3.63) e (3.64):

$$\vec{F}_{lsx} = \frac{\rho}{8} \pi d_p^3 C_{ls} [v_r \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) - w_r \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right)], \quad (3.62)$$

$$\vec{F}_{lsy} = \frac{\rho}{8} \pi d_p^3 C_{ls} [w_r \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) - u_r \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)], \quad (3.63)$$

$$\vec{F}_{lsz} = \frac{\rho}{8} \pi d_p^3 C_{ls} [u_r \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) - v_r \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right)]. \quad (3.64)$$

### Força de sustentação devido à rotação (Magnus)

A força de sustentação de Magnus tem sua origem na rotação da partícula, como ilustrado na Figura 3.9. Este fenômeno é gerado devido ao diferencial de velocidade resultante da rotação da partícula, o que ocasiona uma variação na pressão entre os dois lados da partícula (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2012).

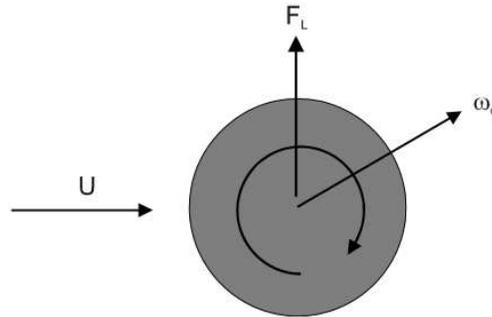


Figura 3.9 – Força de Magnus atuando em uma partícula rotando em um fluido (CROWE, SCHWARZKOPF, *et al.*, 2012).

A força de sustentação devida à rotação é descrita pela Eq. (2.30), onde o coeficiente de sustentação por rotação, representado por  $C_{lr}$ , é definido em uma faixa de número de Reynolds de  $10 < Re_p < 140$  (OESTERLÉ e DINH, 1998):

$$\vec{F}_{lr} = \frac{\rho \pi}{2} \frac{d_p^2}{4} C_{lr} |\vec{u} - \vec{u}_p| \frac{\vec{\Omega} \times (\vec{u} - \vec{u}_p)}{|\vec{\Omega}|}, \quad (3.65)$$

o coeficiente  $C_{lr}$  é expresso pela Eq. (3.66), conforme definido por (OESTERLÉ e DINH, 1998) :

$$C_{lr} = 0,45 + (2\gamma - 0,45) \exp(-0,075\gamma^{0,4} Re_p^{0,7}), \quad (3.66)$$

nessa equação, a variável  $\gamma$  representa a relação entre o Reynolds da partícula em rotação ( $Re_r$ ) e Reynolds da partícula ( $\gamma = 0,5 \frac{Re_r}{Re_p}$ ). O número de Reynolds da partícula em rotação é calculado pela Eq. (3.67) (MICHAELIDES, CROWE e SCHWARZKOPF, 2016):

$$Re_r = \frac{\rho d_p^2 |\vec{\Omega}|}{\mu}, \quad (3.67)$$

onde  $|\vec{\Omega}|$  representa o módulo do vetor rotação relativa, conhecido como  $\vec{\Omega}$  (SOMMERFELD, 2000). O vetor  $\vec{\Omega}$  é calculado através da diferença entre o vetor taxa de rotação e o vetor velocidade angular da partícula:

$$\vec{\Omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \vec{u} - \vec{\omega}_p, \quad (3.68)$$

O vetor velocidade angular ( $\vec{\omega}_p$ ) é afetado tanto pelo escoamento quanto pela colisão partícula-parede (seção 3.3.2.2). Portanto, seus valores estão sujeitos a variações ao longo do tempo.

Assim como na análise anterior da força de sustentação por cisalhamento (Saffman), as equações em para sua implementação em cada direção do sistema cartesiano são apresentadas a seguir, conforme detalho nas Eqs. (3.69), (3.70) e (3.71):

$$\vec{F}_{lrx} = \frac{\rho}{8} \pi d_p^2 C_{lr} \frac{|\vec{u} - \vec{u}_p|}{|\vec{\Omega}|} \left\{ w_r \left[ 0,5 \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \omega_{py} \right] - v_r \left[ 0,5 \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \omega_{pz} \right] \right\}, \quad (3.69)$$

$$\vec{F}_{lry} = \frac{\rho}{8} \pi d_p^2 C_{lr} \frac{|\vec{u} - \vec{u}_p|}{|\vec{\Omega}|} \left\{ u_r \left[ 0,5 \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \omega_{pz} \right] - w_r \left[ 0,5 \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \omega_{px} \right] \right\}, \quad (3.70)$$

$$\vec{F}_{lrz} = \frac{\rho}{8} \pi d_p^2 C_{lr} \frac{|\vec{u} - \vec{u}_p|}{|\vec{\Omega}|} \left\{ v_r \left[ 0,5 \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \omega_{px} \right] - u_r \left[ 0,5 \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \omega_{py} \right] \right\}. \quad (3.71)$$

### Torque

O torque atuando sobre uma partícula em rotação devido a interação com o fluido foi expresso analiticamente por Rubinow e Keller (1961) da seguinte maneira:

$$\vec{T}_p = -\pi \cdot \mu \cdot d_p^3 \cdot \vec{\omega}_p, \quad (3.72)$$

É importante observar que a rotação da partícula também pode ser resultado de colisões com as paredes do domínio, conforme será abordado posteriormente na seção 3.3.2.3. A expressão de Rubinow e Keller (1961) foi estendida para considerar escoamentos tridimensionais e número de Reynolds elevados, com a introdução de um coeficiente rotacional ( $C_r$ ) conforme demonstrado na Eq. (3.73) (SOMMERFELD, 2000):

$$\vec{T}_p = \frac{\rho}{2} \left(\frac{d_p}{2}\right)^5 C_r |\vec{\Omega}| \vec{\Omega} , \quad (3.73)$$

A determinação do coeficiente rotacional é obtida a partir das formulações de Rubinow e Keller (1961) e Dennis, Dennis e Ingham, (1980), considerando valores baixos e altos de números de Reynolds da partícula em rotação, respectivamente (MICHAELIDES, CROWE e SCHWARZKOPF, 2016):

$$C_r = \begin{cases} \frac{64\pi}{Re_r} & \text{para } Re_r \leq 32 \\ \frac{12,9}{Re_r^{0,5}} + \frac{128,4}{Re_r} & \text{para } 32 < Re_r \leq 1000 \end{cases} . \quad (3.74)$$

### 3.3.2.2 Equações de transporte da partícula

A alteração das componentes da velocidade linear da partícula é obtida considerando todas as forças que agem sobre ela. A variação da velocidade angular ao longo da trajetória resulta da interação viscosa com o fluido, ou seja, o torque. Portanto, as equações de movimento para as partículas, na forma vetorial, são expressas como (BODNÁR, GALDI e NEČASOVÁ, 2017):

$$\frac{d\vec{x}_p}{dt} = \vec{u}_p , \quad (3.75)$$

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \sum \vec{F}_p , \quad (3.76)$$

$$I_p \frac{d\vec{\omega}_p}{dt} = \vec{T}_p , \quad (3.77)$$

aqui,  $\vec{x}_p$  o vetor posição do centro das partículas, que possuem massa  $m_p$  e momento de inercia  $I_p$ .  $\vec{u}_p$  e  $\vec{\omega}_p$  representam as velocidades linear (translacional) e angular (rotacional) das partículas, respectivamente. O termo  $\sum \vec{F}_p$ , representa a soma de todas as forças que atuam sobre a partícula, enquanto  $\vec{T}_p$  é o torque exercido sobre a partícula.

Ao considerar as forças que interagiram com uma, obtém-se a expressão vetorial que será empregada para calcular o movimento linear da partícula:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{u}_p}{dt} = & \frac{3\rho C_D}{4\rho_p d_p} (\vec{u} - \vec{u}_p) |\vec{u} - \vec{u}_p| + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) \vec{g} + \frac{\rho \pi d_p^3}{24 m_p} C_{ls} [(\vec{u} - \vec{u}_p) \times \vec{\omega}] \\ & + \frac{\rho \pi d_p^2}{24 m_p} C_{lr} \frac{\vec{\Omega} \times (\vec{u} - \vec{u}_p)}{|\vec{\Omega}|} . \end{aligned} \quad (3.78)$$

Para o cálculo da velocidade angular utilizamos a seguinte expressão:

$$\frac{d\vec{\omega}_p}{dt} = \frac{1}{I_p} \frac{\rho}{2} \left(\frac{d_p}{2}\right)^5 C_r |\vec{\Omega}| \vec{\Omega} , \quad (3.79)$$

No caso de uma partícula esférica a massa  $m_p$  da e o momento de inercia  $I_p$  da partícula são dados por  $m_p = \frac{\pi}{6} \rho_p d_p^3$  e  $I_p = 0,1 m_p d_p^2$ .

### 3.3.2.3 Modelo de colisão partícula-parede

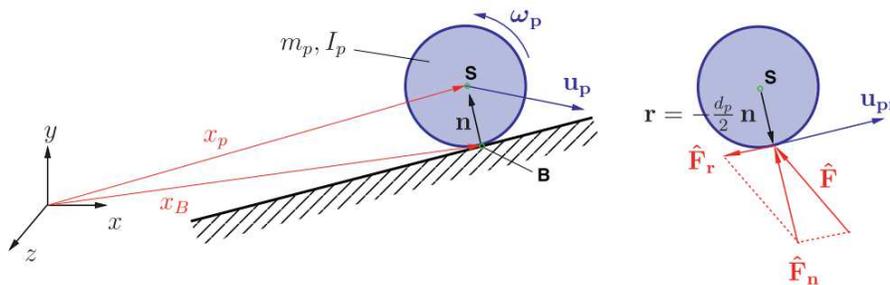


Figura 3.10 – Partícula colidindo com a parede (BREUER, ALLETTO e LANGFELDT, 2012).

Quando as partículas colidem com uma superfície sólida, ocorre uma alteração em suas velocidades de translação e velocidades angulares, dependendo de um modelo de colisão de esfera dura inelástica, que também leva em consideração o atrito (CROWE, SCHWARZKOPF, et al., 2012).

Assumindo uma partícula esférica homogênea e não deformável, bem como uma parede igualmente não deformável e lisa, conforme ilustrado na Figura 3.10, podemos derivar as equações de movimento com base nos princípios da conservação do momentum angular e translacional da mecânica clássica, sob a suposição de intervalos de tempo infinitesimalmente pequenos e deformações desprezíveis (BREUER, ALLETTTO e LANGFELDT, 2012):

$$m_p(\vec{u}_p^+ - \vec{u}_p^-) = \hat{F} , \quad (3.80)$$

$$I_p(\vec{\omega}_p^+ - \vec{\omega}_p^-) = \vec{r} \times \hat{F} , \quad (3.81)$$

onde  $\vec{u}_p^-$  e  $\vec{u}_p^+$  representam os vetores de velocidade da partícula antes e depois do impacto com a parede, respectivamente. Analogamente,  $\vec{\omega}_p^-$  e  $\vec{\omega}_p^+$  representa os vetores de velocidade angulares antes e depois do impacto, respectivamente. O vetor  $\vec{r}$  corresponde ao vetor de comprimento que se estende desde o centro S da esfera até o ponto de contato B (conforme mostrado na Figura 3.10).  $\hat{F}$  representa a força de impacto, definida como a integral das forças que atuam na partícula durante toda a colisão, conforme mostrada na Eq. (3.109):

$$\hat{F} = \hat{F}_n + \hat{F}_r , \quad (3.82)$$

nesta equação,  $\hat{F}_n = (\hat{F} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n}$  é a força que atua na direção normal à parede, enquanto  $\hat{F}_r$  é a componente da força que age em oposição à direção da velocidade relativa  $\vec{u}_{pr}$  entre o ponto de contato B da partícula e a superfície. Nesse contexto, a magnitude da velocidade e a direção para o próximo passo de tempo dependem se a partícula desliza sobre a superfície durante a colisão (*sliding-collision*) ou para durante o processo de colisão (*non-sliding collision*). Portanto, considerando um critério para a colisão sem deslizamento, temos:

$$|\vec{u}_{pr}^-| \leq -\frac{7}{2} \mu_{st} (1 + e_n) \vec{u}_p^- \cdot \vec{n} , \quad (3.83)$$

onde o  $\mu_{st}$  é coeficiente de atrito estático e o  $e_n$  é o coeficiente de restituição normal. Uma relação de forças para esta condição é mostrada na seguinte expressão:

$$|\hat{F}_r| \leq \mu_{st} |\hat{F}_n| . \quad (3.84)$$

A Eq. (3.84), pode ser expressa em função da velocidade relativa:

$$\vec{u}_{pr} = \vec{u}_p - (\vec{u}_p \cdot \vec{n}) \vec{n} + \frac{d_p}{2} \vec{\omega}_p \times \vec{n} . \quad (3.85)$$

Após algumas manipulações, chegamos às equações de movimento de translação e movimento angular para uma condição sem deslizamento:

$$\vec{u}_p^+ = \vec{u}_p^- - \frac{2}{7} (1 + e_t) \vec{u}_{pr}^- - (1 + e_n) (\vec{u}_p^- \cdot \vec{n}) \vec{n} , \quad (3.86)$$

$$\vec{\omega}_p^+ = \vec{\omega}_p^- + \frac{10(1 + e_t)}{7} \frac{1}{d_p} \vec{n} \times \vec{u}_{pr}^- , \quad (3.87)$$

e para uma condição com deslizamento:

$$\vec{u}_p^+ = \vec{u}_p^- + (1 + e_n) (\vec{u}_p^- \cdot \vec{n}) \left[ \mu_{dy} \frac{\vec{u}_{pr}^-}{|\vec{u}_{pr}^-|} - \vec{n} \right] , \quad (3.88)$$

$$\vec{\omega}_p^+ = \vec{\omega}_p^- - \frac{5}{d_p} (1 + e_n) (\vec{u}_p^- \cdot \vec{n}) \frac{\mu_{dy}}{|\vec{u}_{pr}^-|} \vec{n} \times \vec{u}_{pr}^- , \quad (3.89)$$

onde  $e_t$  é o coeficiente de restituição tangencial e  $\mu_{dy}$  o coeficiente de atrito dinâmico (BREUER, ALLETTO e LANGFELDT, 2012).

Com as equações anteriores, é possível desenvolver as expressões que serão utilizadas para a implementação no código computacional. Para a condição de contorno onde a posição da partícula atinge  $x = Lx$ , ou seja, se:

$$(x_{kp}^+ + dx^+) \geq (Lx - d_p * 0.5) \quad (3.90)$$

Calculamos as velocidades relativas nas 3 componentes com ajuda da Eq. (3.85). Portanto, temos:

$$u_{pr} = 0 \quad (3.91)$$

$$v_{pr} = v_p - 0,5 * d_p * \omega_{pz} \quad (3.92)$$

$$w_{pr} = w_p - 0,5 * d_p * (-\omega_{py}) \quad (3.93)$$

Onde o módulo da velocidade relativa é dado por:

$$|\vec{u}_{pr}^-| = \sqrt{u_{pr}^2 + v_{pr}^2 + w_{pr}^2} \quad (3.94)$$

Com o valor do modulo da velocidade relativa e utilizando a Eq. (3.83), saberemos se é uma colisão com ou sem deslizamento. Se for a condição com deslizamento, considerando a Eq. (3.88) tem-se as velocidades lineares da partícula nas 3 componentes após a colisão:

$$u_p^+ = u_p^- - (1 + e_n)(u_p^-) \quad (3.95)$$

$$v_p^+ = v_p^- + (1 + e_n)(u_p^-) \left[ \mu_{dy} \frac{v_{pr}^-}{|\vec{u}_{pr}^-|} \right] \quad (3.96)$$

$$w_p^+ = w_p^- + (1 + e_n)(u_p^-) \left[ \mu_{dy} \frac{w_{pr}^-}{|\vec{u}_{pr}^-|} \right] \quad (3.97)$$

Da mesma forma, calculamos as componentes do vetor velocidade angular a partir da Eq. (3.87):

$$\omega_{px}^+ = \omega_{px}^- \quad (3.98)$$

$$\omega_{py}^+ = \omega_{py}^- - \frac{5}{d_p} (1 + e_n)(u_p^-) \frac{\mu_{dy}}{|\vec{u}_{pr}^-|} (-w_{pr}^-) \quad (3.99)$$

$$\omega_{pz}^+ = \omega_{pz}^- - \frac{5}{d_p} (1 + e_n)(u_p^-) \frac{\mu_{dy}}{|\vec{u}_{pr}^-|} (v_{pr}^-) \quad (3.100)$$

Se o valor do modulo da velocidade relativa for menor igual que o termo do lado direito na expressão Eq. (3.83), utiliza-se a condição sem deslizamento. Nesse caso, as componentes das velocidades lineares são calculadas de acordo com a Eq. (3.86):

$$u_p^+ = u_p^- - (1 + e_n)(u_p^-) \quad (3.101)$$

$$v_p^+ = v_p^- - \frac{2}{7}(1 + e_t)(v_{pr}^-) \quad (3.102)$$

$$w_p^+ = w_p^- - \frac{2}{7}(1 + e_t)(w_{pr}^-) \quad (3.103)$$

Da mesma forma ao calcular as componentes do vetor velocidade angular a partir da Eq. (3.87), obtemos:

$$\omega_{px}^+ = \omega_{px}^- \quad (3.104)$$

$$\omega_{py}^+ = \omega_{py}^- + \frac{10(1 + e_t)}{7} \frac{1}{d_p} (-w_{pr}^-) \quad (3.105)$$

$$\omega_{pz}^+ = \omega_{pz}^- + \frac{10(1+e_t)}{7} \frac{1}{d_p} (v_{pr}^-) \quad (3.106)$$

O mesmo procedimento foi realizado para a obtenção das expressões da velocidade linear e angular quando a partícula colide com a parede nos limites  $x = 0$ ,  $y = Ly, 0$  e  $Lz = 0$ .

É importante notar que o modelo de colisão foi aplicado tanto no domínio euleriano quanto na geometria cilíndrica e esférica do sistema poço-coluna de perfuração. Não foi considerada a colisão da partícula com a geometria correspondente à broca, pois isso exigiria a implementação do módulo de colisão partícula-fronteira imersa, uma implementação que não está contemplado nesta tese.

### 3.4 MODELAGEM NUMÉRICA

Nesta seção, abordaremos a discretização no domínio euleriano, explorando tanto aspectos espaciais quanto temporais. Adicionalmente, trataremos do acoplamento entre pressão e velocidade, bem como discutiremos o cálculo do passo de tempo CFL (*Courant-Friedrich-Lewy*). No contexto do domínio lagrangiano, descreveremos em detalhes o método da fronteira imersa e como ele foi integrado à estrutura existente na plataforma numérica, que se fundamenta em uma implementação já estabelecida.

### 3.4.1 Dominio euleriano

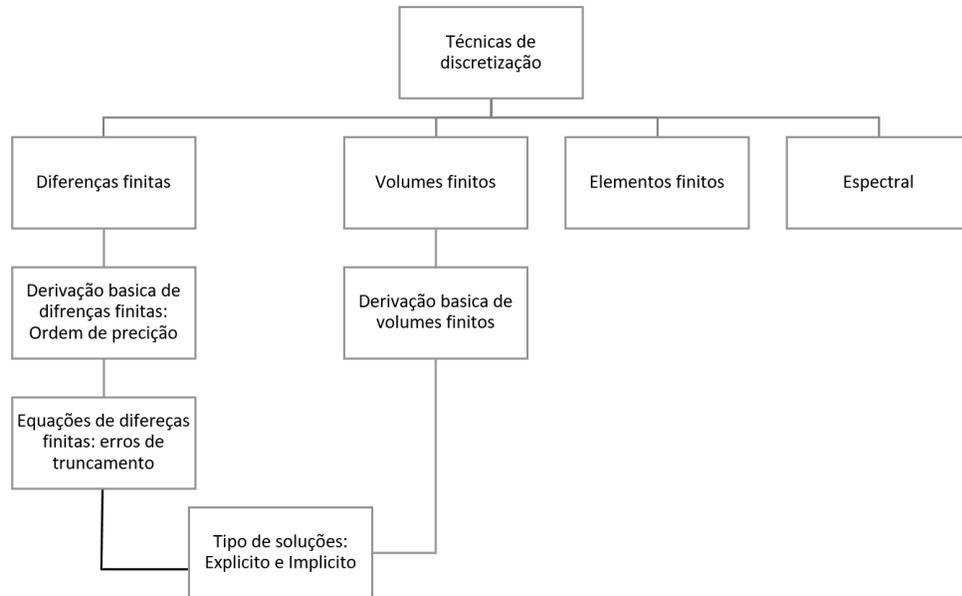


Figura 3.11 – Técnicas de discretização. Modificação baseado na referência (ANDERSON, 1995).

A modelagem numérica implica a utilização de métodos computacionais para solucionar as equações resultantes do modelo matemático, frequentemente equações que carecem de soluções exatas. A escolha meticulosa de um método numérico apropriado reveste-se de importância fundamental, objetivando identificar aquele que apresenta menor custo computacional, é consistente, simplificado na medida do possível e robusto. No contexto da abordagem euleriana, as técnicas de discretização disponíveis estão delineadas na Figura 3.11.

Utilizou-se uma plataforma numérica em desenvolvimento para resolver as equações delineadas no modelo matemático referentes à fase contínua, conforme discutido na seção 3.3.1. Essas equações passaram por um processo de discretização por meio do método dos volumes finitos (*Finite Volume Method - FVM*), com a adoção do conceito de malha deslocada. Nesse contexto, as variáveis de velocidade são posicionadas nas faces das células, enquanto a variável de pressão é localizada no centro do volume de controle (PATANKAR, 1980).

O método dos volumes finitos se fundamenta no princípio do balanço local. O domínio é subdividido em pequenos volumes, nos quais as equações diferenciais são integradas tanto no espaço quanto no tempo.

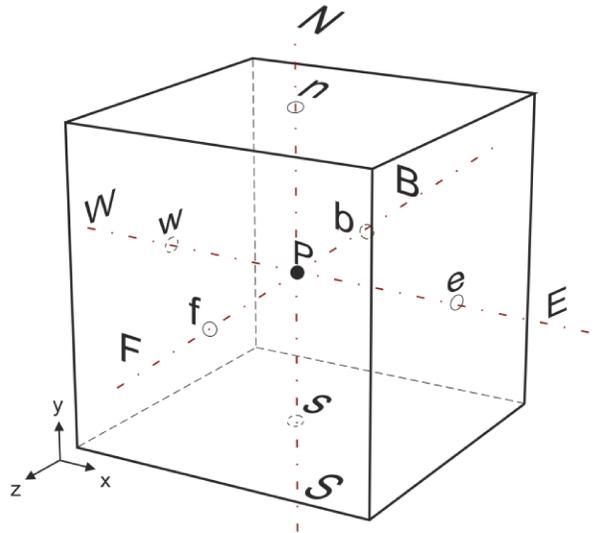


Figura 3.12 – Características geométricas do volume diferencial.

Para utilizar o método de volumes finitos, as equações devem estar formuladas na forma diferencial. A partir da equação do balanço da quantidade de movimento linear e da integração das equações sobre o volume de controle (domínio de análise), obtém-se o seguinte:

$$\int_{\forall} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} d\forall + \int_{\forall} \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} d\forall = - \int_{\forall} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} d\forall + \int_{\forall} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + v_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] d\forall + \int_{\forall} \frac{\bar{f}_i}{\rho} d\forall, \quad (3.107)$$

1                      2                      3    4                      5

nesta equação os termos numerados são conhecidos como:

1. Representa a taxa de variação de quantidade de movimento linear em uma partícula de fluido;
2. corresponde ao fluxo líquido de quantidade de movimento linear por advecção ( $A_i$ );
3. refere-se ao gradiente de Pressão modificada ( $P_i$ );
4. indica o fluxo líquido da quantidade de movimento linear por difusão ( $D_i$ );
5. representa o termo fonte representada pela força ( $f_i$ ).

### 3.4.1.1 Discretização espacial

Um esquema de diferenças centradas é empregado para discretizar os termos 2, 3 e 4 da Eq. (3.107), representando numericamente a integração no volume diferencial desses termos. Para facilitar o acompanhamento da discretização, utilizaremos letras em maiúsculas para representam cada termo como é mostrado na Eq. (3.108).

Ao discretizar os termos das equações de Navier-Stokes, não usaremos o símbolo de filtragem. O tamanho de um elemento de malha será considerado como filtro espacial, e o passo de tempo será considerado como filtrado temporal.

$$\int_b^f \int_s^n \int_w^e \frac{\partial u_i}{\partial t} dx dy dz = \int_b^f \int_s^n \int_w^e (-A_i + D_i - P_i + f_i) dx dy dz, \quad (3.108)$$

onde:

O termo advectivo:

$$A_i = \int_b^f \int_s^n \int_w^e \left[ \frac{\partial uu_i}{\partial x} + \frac{\partial vu_i}{\partial y} + \frac{\partial wu_i}{\partial z} \right] dx dy dz. \quad (3.109)$$

$$A_i = [(uu_i)_e - (uu_i)_w]. \Delta y \Delta z + [(vu_i)_n - (uu_i)_s]. \Delta z. \Delta x + [(wu_i)_f - (wu_i)_b]. \Delta x. \Delta y. \quad (3.110)$$

O termo difusivo:

$$D_i = \int_b^f \int_s^n \int_w^e \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( (v + v_t) \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( (v + v_t) \frac{\partial u_i}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( (v + v_t) \frac{\partial u_i}{\partial z} \right) \right] dx dy dz. \quad (3.111)$$

$$\begin{aligned}
D_i = (v + v_t) \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x} \right)_e - \left( \frac{\partial u_i}{\partial x} \right)_w \right] \cdot \Delta y \Delta z \right. \\
+ \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial y} \right)_n - \left( \frac{\partial u_i}{\partial y} \right)_s + \left( \frac{\partial v_i}{\partial x} \right)_n - \left( \frac{\partial v_i}{\partial x} \right)_s \right] \cdot \Delta x \cdot \Delta z \\
\left. + \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_f - \left( \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)_b + \left( \frac{\partial w_i}{\partial x} \right)_f - \left( \frac{\partial w_i}{\partial x} \right)_b \right] \cdot \Delta x \cdot \Delta y \right\}. \quad (3.112)
\end{aligned}$$

As derivadas na interface do volume de controle são aproximadas por diferenças centradas. Como exemplo, a derivada da componente  $u_i$  para a face  $w$  pode ser apresentada da seguinte forma:

$$\left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)_w = \frac{u_{iP} - u_{iW}}{\Delta x_{iw}}. \quad (3.113)$$

O termo da pressão também é integrado:

$$P_i = \frac{1}{\rho} \int_{\forall} \frac{\partial p}{\partial x_i} d\forall. \quad (3.114)$$

Finalmente, o termo da força é dado pela seguinte integral:  $f_i = \int_{\forall} f_{iex} d\forall$ , onde  $f_{iex}$  representa todas as forças externas na direção  $i$  por unidade de volume.

### 3.4.1.2 Discretização temporal

A discretização temporal é feita no domínio do volume diferencial através do tempo, da mesma forma que a discretização espacial:

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial u_i}{\partial t} dt = \int_t^{t+\Delta t} (-A_i + D_i - P_i + f_i) dt, \quad (3.115)$$

É aplicado o método de segunda ordem explícito de Adams-Bashforth (LILLY, 1992) para a discretização temporal. Os termos do tempo anterior são avaliados, assim dessa maneira tem

uma forma explicita de resolvê-lo, evitando a solução de um sistema de equações o que ocorreria se fosse trabalhado de forma implícita:

$$\frac{u_i^{t+1} - u_i^t}{\Delta t} = \frac{3}{2}(-A_i + D_i)^t - \frac{1}{2}(-A_i + D_i)^{t-1} - P_i^{t+1} + f_i^{t+1}. \quad (3.116)$$

### 3.4.1.3 Acoplamento Pressão-Velocidade

Na literatura, existe uma variedade de métodos e algoritmos que são empregados para resolver o acoplamento da pressão-velocidade. Vestee e Malalasekera (2007) apresenta alguns métodos como: SIMPLE, SIMPLER, SIMPLEC e PISO. No entanto o método de Passos Fracionados será utilizado no presente estudo na sua versão de dois passos.

#### Método de Passos Fracionados

Desenvolvido por Kim e Moin (1984), este algoritmo se desdobra em dois passos distintos: o passo preditor, no qual o campo de velocidade é estimado ( $u_i^*$ ); e o passo corretor, no qual o campo de velocidade é corrigida no instante de tempo atual ( $u_i^{t+1}$ ) com auxílio da pressão de flutuação ( $P_i'$ ). Dessa forma, à esquerda da Eq. (3.116) realizamos a soma e a subtração do termo  $u_i^*/\Delta t$ , resultando na Eq. (3.117):

$$\frac{u_i^{t+1} + u_i^* - u_i^* - u_i^t}{\Delta t} = \frac{3}{2}(-A_i + D_i)^t - \frac{1}{2}(-A_i + D_i)^{t-1} - P_i^{t+1} + f_i, \quad (3.117)$$

Considerando a pressão de flutuação como  $P_i' = P_i^{t+1} - P_i^t$  e decompo a Eq. (3.117) em duas etapas, obtém-se as equações (3.118) e (3.119):

Passo preditor:

$$\frac{u_i^* - u_i^t}{\Delta t} = \frac{3}{2}(-A_i + D_i)^t - \frac{1}{2}(-A_i + D_i)^{t-1} - P_i^t + f_i. \quad (3.118)$$

Passo corretor:

$$\frac{u_i^{t+1} - u_i^*}{\Delta t} = -P_i' . \quad (3.119)$$

No primeiro passo, a estimativa do campo de velocidades  $u_i^{t+1}$  é baseada em informações de instantes temporais anteriores.

No segundo passo, o termo  $P_i'$  também representa o gradiente do campo de correção da pressão de  $p'$ , ou seja,  $P_i' = \frac{\partial p'}{\partial x_i}$ . Continuando o desenvolvimento do passo corretor, derivamos a Eq. (3.119), resultando na seguinte expressão:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{u_i^{t+1} - u_i^*}{\Delta t} \right] = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial P_i'}{\partial x_i} \right) . \quad (3.120)$$

Expressando-a em termos de  $p'$ , temos:

$$\frac{1}{\Delta t} \left[ \frac{\partial u_i^{t+1}}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) . \quad (3.121)$$

Devido à conservação de massa,  $\frac{\partial u_i^{t+1}}{\partial x_i} = 0$ , obtendo assim uma expressão que se assemelha à equação de Poisson:

$$\frac{1}{\Delta t} \left[ \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} \right] = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right) . \quad (3.122)$$

No contexto de um código paralelizado, a solução do sistema de equações descrito pela Eq.(3.122) é alcançada através da utilização da classe "ML\_Epetra::MultiLevelOperator," que está incorporada na biblioteca ML (Multinível). Esta biblioteca de software é parte integrante do pacote conhecido como Trilinos (TRILINOS, 2019). A classe "ML\_Epetra::MultiLevelOperator" é um pacote de pré-condicionamento multigrid destinados a resolver sistemas lineares  $Ax=b$ . O ML pode ser usado como um pacote independente ou para gerar pré-condicionadores para um pacote de solução iterativa tradicional (por exemplo, métodos de Krylov). Fornecendo suporte para trabalhar com os pacotes iterativos Aztec 2.1 e AztecOO (GEE, SIEFERT, *et al.*, 2007).

Vale lembrar que o multigrid é uma técnica usada para acelerar a solução de sistemas lineares, dividindo-os em várias malhas de diferentes resoluções. Assim, o

ML\_Epetra::MultiLevelOperator é uma implementação do multigrid no contexto do pacote ML do Trilinos (Trilinos.org, 2023).

A implementação da solução do sistema de equações constituiu um elemento essencial no processo de desenvolvimento da plataforma numérica, conforme conduzido por (LOURENÇO, 2012).

#### 3.4.1.4 Passo de tempo CFL

Foi adotado o critério CFL (*Courant-Friedrichs-Lewy*), definido por Courant, Friedrichs e Lewy (1967), o qual estabelece uma relação entre o passo de tempo, a velocidade e o comprimento característico de um volume diferencial na malha. Em outras palavras, ele calcula o intervalo de tempo necessário para que uma onda com determinada velocidade atravessasse um dos volumes da malha (LOURENÇO, 2012). O controle adequado do passo de tempo visa garantir a melhor relação entre o custo computacional e a convergência dos resultados. De acordo com o critério de estabilidade CFL, o passo de tempo automático é calculado como demonstrado na Eq.(3.123):

$$\Delta t_{CFL} = \frac{1}{\frac{1}{\Delta t_{adv}} + \frac{1}{\Delta t_{dif}}}, \quad (3.123)$$

onde as contribuições advectivas e difusivas são expressas como:

$$\Delta t_{adv} = \frac{1}{\frac{\bar{u}}{\Delta x} + \frac{\bar{v}}{\Delta y} + \frac{\bar{w}}{\Delta z}}, \quad (3.124)$$

$$\Delta t_{dif} = \frac{1}{2(\nu_t + \nu) \left[ \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right]}. \quad (3.125)$$

Inicialmente, calcula-se o  $\Delta t_{CFL}$  para cada volume de controle, comparando os valores obtidos selecionando o menor deles. Este valor é novamente comparado com um passo de tempo inicialmente estabelecido ( $\Delta t_{inicial}$ ), com o menor valor prevalecendo. Desta forma, determina-se o melhor passo de tempo durante a simulação numérica. No entanto, é importante destacar que

o uso exclusivo do critério CFL nem sempre garante a estabilidade da simulação. Portanto, neste trabalho, foi introduzido um fator de segurança (FS) multiplicado pelo novo passo de tempo encontrado, conforme descrito na Eq. (3.126):

$$\Delta t_{final} = \Delta t_{CFL} \cdot FS. \quad (3.126)$$

Para o caso de validação com o domínio de contração abrupta e fundo de poço simplificado, foi utilizado um fator de segurança de 0,4, enquanto os casos envolvendo a broca de perfuração, foi utilizado um fator de segurança de 0,7.

### 3.4.2 Domínio lagrangiano

O domínio lagrangiano abrange a representação geométrica do poço e da coluna de perfuração, bem como a distribuição de partículas entre a broca e o fundo do poço (uma representação esquemática pode ser encontrada no APÊNDICE D). Esse domínio é caracterizado por uma malha lagrangiana composta por elementos triangulares. No contexto da fase dispersa, os nós da malha indicam exclusivamente as posições das partículas distribuídas no espaço tridimensional. A representação do poço e da coluna de perfuração no domínio euleriano foi realizada por meio da aplicação da metodologia da fronteira imersa. Quanto ao tratamento da fase dispersa, recorreu-se à aplicação do método da partícula discreta.

É relevante mencionar que a estrutura do IBM foi utilizada para calcular a força lagrangiana de cada partícula, permitindo que esse campo de força seja posteriormente distribuído para o domínio euleriano. A diferença no tratamento da geometria reside na consideração de que, para o tratamento da partícula, a força distribuída no domínio euleriano mantém a relação entre o volume lagrangiano e o volume euleriano igual a 1.

#### 3.4.2.1 Metodologia de Fronteira Imersa

Essa abordagem é empregada quando se depara com geometrias complexas que não podem ser adequadamente representadas por meio de uma malha computacional estruturada. No cenário em que se analisa um corpo imerso em um fluido, o corpo em questão é representado mediante uma malha lagrangiana, enquanto o fluido é representado por meio de uma malha euleriana, geralmente uma malha cartesiana estruturada. Neste estudo, adotamos o método de

forçagem direta proposto por Uhlmann (2005) e posteriormente modificado por Vanella e Balaras (2009).

### Método de Forçagem direta (DF)

Iniciando a análise com as equações de Navier-Stokes filtradas (Eq. (3.38)), é relevante destacar o termo de força no campo euleriano, resultando na seguinte expressão:

$$\frac{\bar{f}_i}{\rho} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + v_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (3.127)$$

Uma vez que todos os pontos lagrangiano estão contidos no domínio euleriano, podemos definir a seguinte força lagrangiana:

$$\frac{F_i(\vec{x}_k, t)}{\rho} = \frac{\partial \bar{u}_{ki}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_{ki} \bar{u}_{kj})}{\partial x_{kj}} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}_k^*}{\partial x_{ki}} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_{kj}} \left[ (v + v_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_{ki}}{\partial x_{kj}} + \frac{\partial \bar{u}_{kj}}{\partial x_{ki}} \right) \right], \quad (3.128)$$

onde as variáveis com índice  $k$  representam o domínio lagrangiano. Para discretizar a derivada temporal, utilizamos o método de Euler explícito:

$$\frac{F_i(\vec{x}_k, t)}{\rho} = \frac{u_{ki}^{t+\Delta t} - u_{ki}^t}{\Delta t} + RHS_{ki}^t, \quad (3.129)$$

nesta equação,  $RHS_i^t$  representa o termo advectivo ( $A_{ki}$ ) e difusivo ( $D_{ki}$ ) no domínio lagrangiano, e  $\Delta t$  é o intervalo discreto de tempo. Como parte do método de cálculo do passo fracionado, adicionamos e subtraímos um parâmetro temporário  $u_{ki}^*$ , obtendo seguinte formulação:

$$\frac{u_{ki}^* - u_{ki}^t}{\Delta t} + RHS_i^t = 0. \quad (3.130)$$

$$\frac{F_i(\vec{x}_{ki}, t)}{\rho} = \frac{u_{ki}^{t+\Delta t} - u_{ki}^*}{\Delta t}. \quad (3.131)$$

De forma análoga para o cálculo da força no domínio euleriano, também utilizamos o  $rhs_i^t$  em minúsculas, resultando nas seguintes expressões:

$$\frac{u_i^* - u_i^t}{\Delta t} + rhs_i^t = 0. \quad (3.132)$$

$$\frac{f_i(\vec{x}_i, t)}{\rho} = \frac{u_i^{t+\Delta t} - u_i^*}{\Delta t}. \quad (3.133)$$

A Eq. (3.131) está definida no domínio lagrangiano, porém ela é resolvida no domínio euleriano. Colocando em evidência o termo  $u_i^*$  da Eq. (3.132), obtemos:

$$u_i^* = u_i^t + \Delta t(rhs_i^t). \quad (3.134)$$

#### *Reconstrução por Mínimos Quadrados Móveis (MLS)*

Este método proposto por Vanella e Balaras (2009) foi empregado no processo de interpolação e distribuição entre as malhas euleriana e lagrangiana.

Para o cálculo da força lagrangiana é necessário obter  $u_{ki}^*$ . Para isso utilizamos o método MLS para uma aproximação desse termo, que é derivado da transferência de informação de  $u_i^*$ , do domínio euleriano para o lagrangiano. Dessa forma, empregamos a seguinte equação para o calcular a velocidade na posição do ponto lagrangiano, com base nos pontos eulerianos:

$$\tilde{u}_{ik}(\mathbf{x}_k) = \sum p_j(\mathbf{x}_k) a_j(\mathbf{x}_k) = \mathbf{P}^T(\mathbf{x}_k) \mathbf{a}(\mathbf{x}_k), \quad (3.135)$$

o símbolo “ $\sim$ ” é usado porque o valor calculado é obtido a partir das velocidades aproximadas do domínio euleriano, representado um campo de velocidade aproximado na posição do ponto lagrangiano. Nessa equação temos as coordenadas do ponto lagrangiano,  $\mathbf{x}_k$ , o vetor de coeficientes  $\mathbf{a}(\mathbf{x}_k)$  e o vetor de funções de base  $\mathbf{p}(\mathbf{x}_k)$  (VANELLA e BALARAS, 2009).

Para o cálculo do vetor de coeficientes, é necessário que exista uma função peso  $W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x})$ , a qual é fundamental para a construção do funcional de resíduos ponderados  $J$  dado por:

$$J = \sum_{k=1}^{np} W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}) [\mathbf{P}^T(\mathbf{x}_k) \mathbf{a}(\mathbf{x}_k) - \tilde{u}_i]^2. \quad (3.136)$$

Para minimizar o resíduo ponderado  $J$  em relação a  $\mathbf{a}(\mathbf{x}_k)$  para qualquer ponto arbitrário  $\mathbf{x}$ , é necessário que  $\frac{\partial J}{\partial \mathbf{a}} = 0$ . Após uma série de cálculos, chegamos à seguinte expressão:

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}_k)\mathbf{a}(\mathbf{x}_k) = \mathbf{B}(\mathbf{x}_k)\tilde{\mathbf{u}}_i, \quad (3.137)$$

onde  $\mathbf{A}(\mathbf{x}_k)$  é a matriz de momentos. Essa matriz passa para o membro do lado direito como matriz transposta, colocando em evidência o termo  $\mathbf{a}(\mathbf{x}_k)$ . Substituindo a equação resultante na Eq. (3.135), obtemos:

$$\tilde{\mathbf{u}}_{ik}(\mathbf{x}_k) = \sum_I^n \sum_{j=1}^m p_j(\mathbf{x}_k) [\mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}_k)\mathbf{B}(\mathbf{x}_k)]_{jI} \tilde{\mathbf{u}}_i, \quad (3.138)$$

onde

$$\phi_I(\mathbf{x}_k) = \sum_{j=1}^m p_j(\mathbf{x}_k) [\mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}_k)\mathbf{B}(\mathbf{x}_k)]_{jI} = \mathbf{P}^T \mathbf{A}^{-1} \mathbf{B}_I. \quad (3.139)$$

Observa-se a presença da função  $\phi(\mathbf{x}_k)$ , que depende da matriz de momento transposta  $\mathbf{A}(\mathbf{x}_k)$  e da matriz  $\mathbf{B}(\mathbf{x}_k)$ . Essas matrizes dependem da função peso  $W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x})$  e o vetor de funções peso  $\mathbf{P}$ . A função peso atua semelhante a uma função distribuição, e neste caso, utilizamos a função *splines* cúbica:

$$w_g(r) = \begin{cases} 2/3 - 4\bar{r}_k^2 + 4\bar{r}_k^3, & \text{se } \bar{r}_k < 0,5 \\ 4/3 - 4\bar{r}_k + 4\bar{r}_k^2 - 4/3\bar{r}_k^3, & \text{se } 0,5 \leq \bar{r}_k \leq 1, \\ 0, & \text{se } \bar{r}_k > 1 \end{cases} \quad (3.140)$$

onde  $r = \frac{\vec{x}_k - \vec{x}_i}{h}$ , sendo  $h$  o espaçamento do domínio euleriano (LOURENÇO, 2012). Como resultado, essa função produz uma função polinomial linear, mantendo a propriedade unitária  $\sum_{k=1}^{np} \phi(\mathbf{x}) = 1$ .

A força lagrangiana volumétrica  $F_{ki}/\rho$  é calculada por meio da Eq. (3.131), após obtermos a velocidade interpolada  $u_{ik}^*$  pela equação Eq. (3.138). Para incorporar a contribuição das forças lagrangiana nodais na malha euleriana, utilizamos as mesmas funções, mas ponderadas pelo

fator  $e_{fk}$ , que representa a relação entre o volume lagrangiano e o volume euleriano, ou seja  $e_{fk} = \frac{\forall_k}{\forall_{eu}}$ . Portanto, o cálculo da força euleriana é obtido por:

$$f_i = \sum_{k=1}^{nk} e_{fk} \phi F_{ki}, \quad (3.141)$$

onde  $nk$  é o número de pontos lagrangianos.

Finalmente utilizamos a componente da velocidade estimada no passo preditor, influenciada pelo corpo imerso, com o valor do campo calculado com base no campo aproximado da velocidade nas posições dos pontos lagrangianos:

$$u_i^* = \tilde{u}_i + f_i \frac{\Delta t}{\rho}. \quad (3.142)$$

Corrigindo o campo de velocidades, obtemos:

$$u_i^{t+1} = u_i^* - \Delta t \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial x_i} \right). \quad (3.143)$$

## CAPÍTULO IV

### RESULTADOS E DISCUSSÕES

#### 4.1 PROCESSO DE VERIFICAÇÃO E VALIDAÇÃO

##### 4.1.1 Verificação

O processo de verificação envolveu a realização de testes com o objetivo de identificar possíveis erros relacionados aos métodos numéricos empregados, bem como erros de implementação, por meio do uso de equações manufaturadas. Dois problemas distintos foram considerados: uma para a solução da equação de Poisson e outro para a solução das equações de Navier-Stokes.

Para a equação de Poisson, empregou-se a Eq. (4.1) com condições de contorno de derivada prescrita (Neumann), nas seis faces do domínio cúbico.

$$\phi(x, y, z) = \cos(2\pi x) \cdot \cos(2\pi y) \cdot \cos(2\pi z). \quad (4.1)$$

Os erros calculados com base na norma L2, tanto para o método sequencial quanto para o método paralelo, foram da ordem de  $10^{-2}$  com malha  $8 \times 8 \times 8$  e  $10^{-3}$  com uma malha  $64 \times 64 \times 64$ .

No caso das equações de Navier-Stokes, foram utilizadas expressões (4.2)-(4.5) para a evolução transiente das componentes da velocidade e de pressão. As condições de contorno estabelecidas foram do tipo Dirichlet para as velocidades, bem como para a correção de pressão.

$$p(x, y, z, t) = \cos(t + 2\pi(x + y + z)), \quad (4.2)$$

$$u(x, y, z, t) = \sin(t + 2\pi(x + y + z))^2, \quad (4.3)$$

$$v(x, y, z, t) = \cos(t + 2\pi(x + y + z))^2, \quad (4.4)$$

$$w(x, y, z, t) = 1.0. \quad (4.5)$$

Os erros obtidos segundo a norma L2 foram da ordem de  $10^{-6}$  e  $10^{-8}$  para os campos de velocidade (LOURENÇO, 2012).

#### 4.1.2 Validação

O processo de validação envolveu a realização de simulações de diversos problemas que foram comparados com os dados da literatura.

##### **Cavidade cúbica tridimensional com tampa deslizando**

No decorrer deste estudo, foram conduzidos testes no contexto do problema da cavidade com tampa deslizando, aproveitando dados disponíveis na literatura. As condições de contorno adotadas foram do tipo Dirichlet para o vetor velocidade em todas as paredes. Na parede superior, localizada em  $z = L_z$ , foi definida uma velocidade  $U$  direcionada positivamente ao longo do eixo  $x$ . A razão de aspecto transversal (do inglês *spanwise aspect ratio*) SAR  $L_z/L_y = 1$ , considerando que  $L_z = S = 1m$  como ilustrado na Figura 4.1.

Foram investigados quatro números de Reynolds ( $Re$ ), baseados na velocidade da tampa e na altura da cavidade, com valores de 400, 470, 3200 e 10000. Para malha não uniforme, os parâmetros relacionados ao refinamento da malha euleriana, tais como a razão do maior e menor tamanho do volume ( $rel$ ) e o fator de expansão e redução ( $fer$ ) são detalhados no APÊNDICE A.

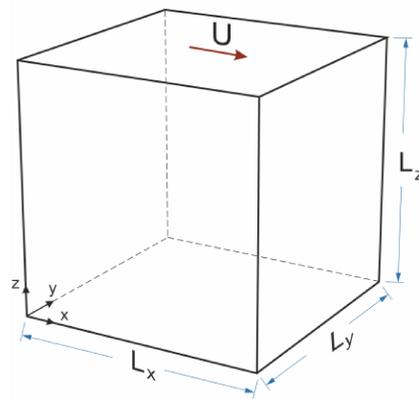


Figura 4.1 – Problema da cavidade tridimensional com tampa deslizante SAR 1:1.

Na primeira etapa, considerando  $Re = 400$ , foram empregadas diferentes densidades de malha:  $60^3$ ,  $80^3$  e  $64^3$ . As duas primeiras representam malhas uniformes, enquanto a última é uma malha não uniforme com um valor de  $rel$  igual a 2,62, que corresponde a  $fer = 3,09\%$ .

Os perfis de velocidade das duas componentes (horizontal e vertical), no plano médio na direção  $y/S$  (Figura 4.2), apresentam uma boa concordância com os dados da literatura (Lo, Murugesan e Young, 2005; Sheu e Tsai, 2002; Shu, Wang e Chew, 2003) tanto para a malha de  $80^3$  quanto para a  $64^3$ . É importante destacar que a simulação realizada com esta última malha conseguiu diminuir o tempo computacional em comparação com malha de  $80^3$ . No entanto, observa-se um leve desvio em relação aos resultados numéricos da componente da velocidade  $w/U$ .

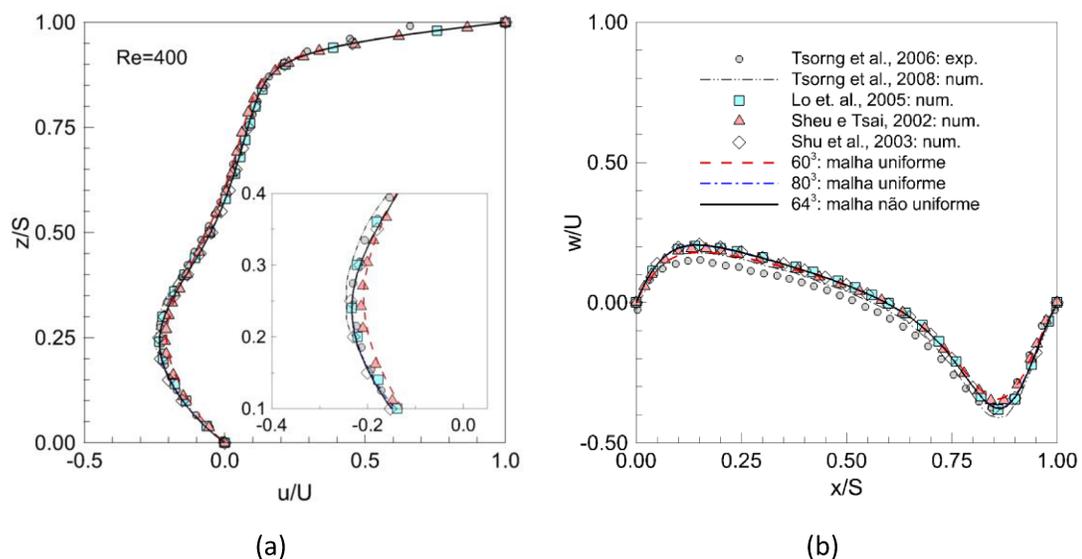


Figura 4.2 – Comparação dos perfis do campo de velocidade com os dados da literatura para  $Re = 400$ : (a) Componente  $u/U$ ; (b) componente  $w/U$ .

A etapa subsequente envolveu a utilização de um número de Reynolds  $Re = 470$ , com massa específica de  $\rho = 1210,605 \text{ kg/m}^3$  e uma viscosidade cinemática de  $\nu = 3,72 \times 10^{-5}$ . O objetivo desta etapa foi realizar uma análise qualitativa do escoamento e comparar os resultados com os dados fornecidos por Tsorng, CAPART, *et al.* (2008). Nesse cenário, o tamanho do lado do cubo foi definido como  $S = 0,1\text{m}$ .

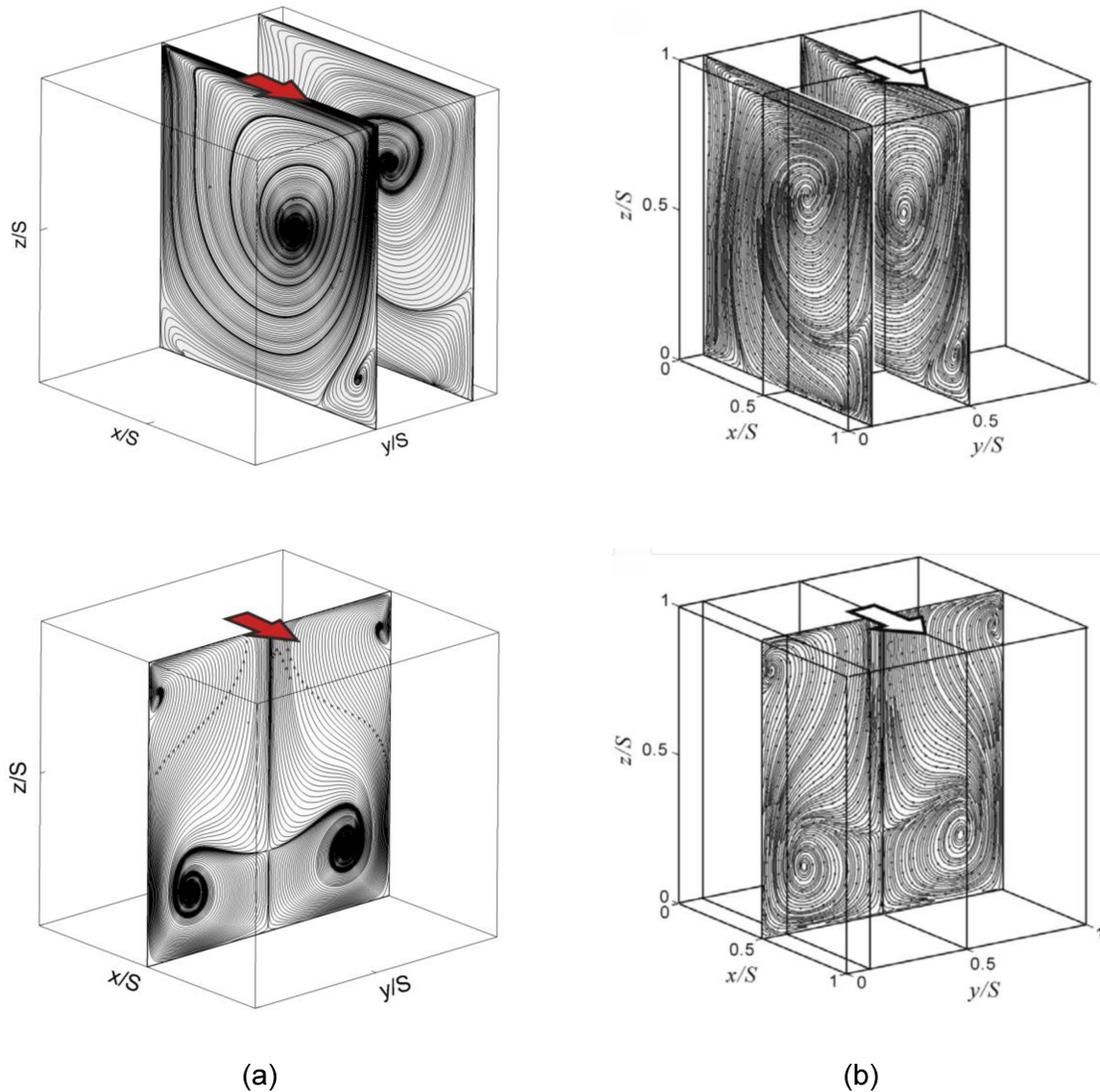


Figura 4.3 – Visualização das linhas de corrente das estruturas tridimensionais: (a) Presente, malha não uniforme  $64^3$ ; (b) Tsorng, Capart, *et al.* (2008).

Após o escoamento estar desenvolvido, uma análise qualitativa revelou que as linhas de corrente obtidas no presente estudo (Figura 4.3a), quando comparadas com os resultados experimentais (Figura 4.3b) nos planos longitudinal e transversal, exibem um padrão idêntico.

A terceira etapa compreendeu a simulação dos casos com  $Re = 3200$  e  $10000$ . Para este propósito empregou-se a metodologia LES juntamente com o modelo dinâmico sub-malha para a modelagem do fechamento da turbulência. As malhas são não uniformes de  $80^3$  volumes com  $fer$  variando entre 1% e 4%. O refinamento foi aplicado gradualmente, iniciando-se nas extremidades do domínio devido à camada limite.

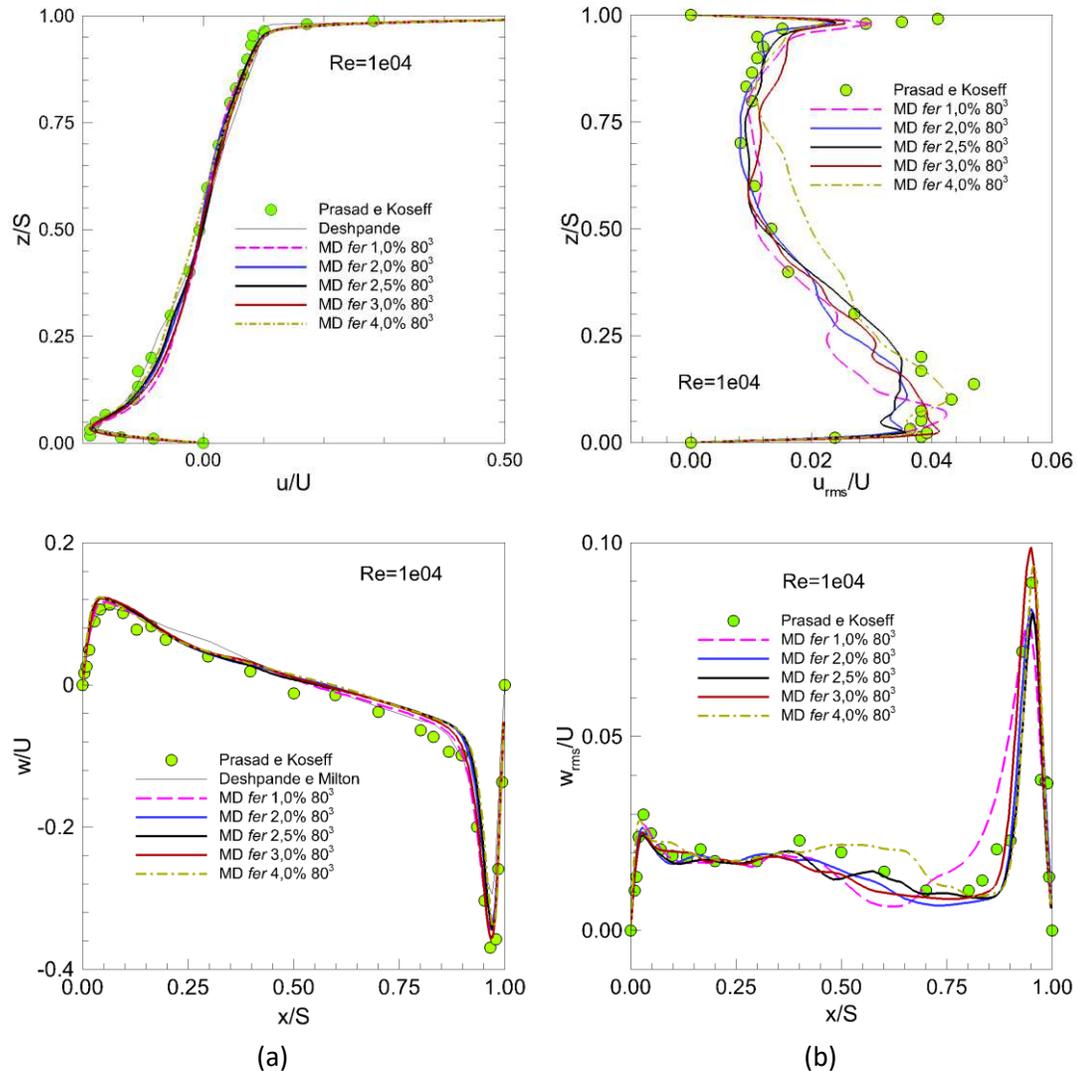


Figura 4.4 – Comparação com dados da literatura para o  $Re=10000$ : (a) perfis médios; (b) perfis  $rms$ .

Na Figura 4.4a são apresentados perfis de velocidade média das componentes horizontal e vertical no plano médio na direção  $y$ , bem como a intensidade turbulenta ( $u_{rms}$  e  $w_{rms}$ ) de ambas as componentes no mesmo plano (Figura 4.4b), para  $Re = 10000$ . Observa-se que os valores de  $fer$  que contribuem de forma significativa para a solução do escoamento são 2% e 3%, em comparação com os dados experimentais obtidos por Prasad e Koseff (1989).

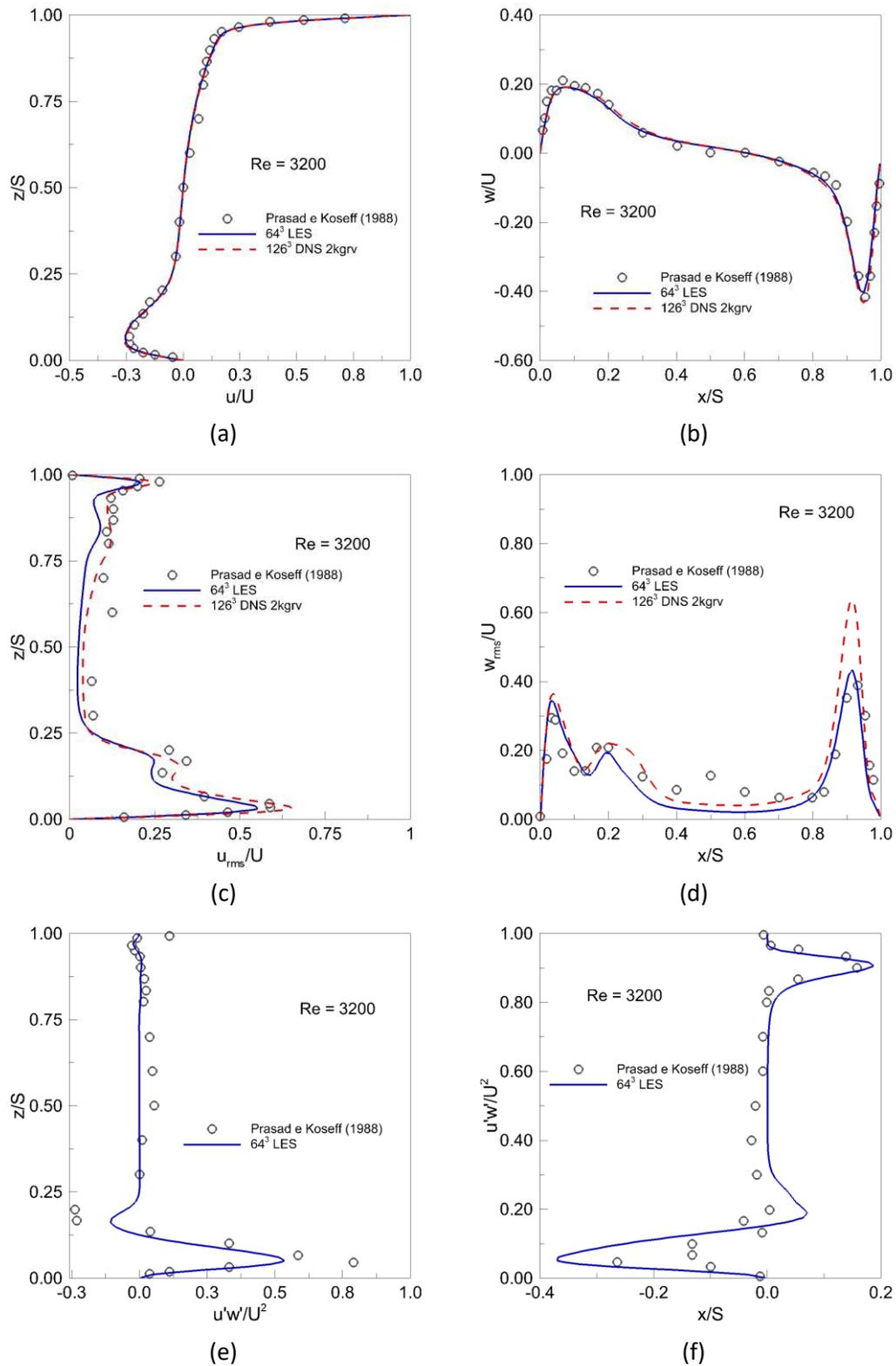


Figura 4.5 – Perfis de velocidade: (a) e (b) perfis médios de velocidade; (c) e (d)  $rms$ ; (e) e (f) média do produto das flutuações.

Com base nesse resultado, o estudo prosseguiu investigando outros valores de  $fer$ , variando entre 2% e 3% (Tabela 4.1). Ao empregar um valor de  $fer = 2,5\%$ , que corresponde a uma relação entre o tamanho máximo e mínimo dos volumes da malha ( $rel$ ) de 2,62, observa-se uma maior concordância dos resultados com a referência. Às outras soluções com diferentes níveis de refinamento não são apresentadas.

Tabela 4.1. Relação entre o máximo e mínimo tamanho dos volumes da Figura 4.4

$fer$	$rel$
2%	1.4741
2,4%	2.5217
2,5%	2.6196
2,6%	2.7211
2,7%	2.8265
2,8%	2.9358
3,0%	3.1670

Para as metodologias DNS e LES determinamos os parâmetros geométricos adequados da malha,  $fer$  e  $N_i$  (número de volumes em cada direção), usando o valor de  $rel$  como 2,62, além disso, definimos  $dx_{min}$  como sendo duas vezes a escala de comprimento de Kolmogorov, conforme calculado pela Eq.(6.3), para DNS e LES respectivamente. A obtenção desses parâmetros foi realizada através do emprego do algoritmo de otimização heurística descrito no APÊNDICE A. Os valores ajustados de  $fer$  e  $N_i$ , juntamente com os parâmetros  $dx_{max}$  e  $rel$ , são apresentados de maneira detalhada na Tabela 4.2.

Tabela 4.2. Parâmetros geométricos da cavidade tridimensional para as metodologias DNS e LES.

$Re=3200$	$dx_{min}$	$dx_{max}$	$rel$	$fer$	$N_i$
DNS	0,004719	0,012336	2,614190	1,01562	126
LES	0,009277	0,024262	2,615449	1,0315	64

Ao compararmos os resultados obtidos com as metodologias DNS e LES com os dados experimentais para  $Re = 3200$ , observamos que os perfis médios de velocidade (Figura 4.5a-b) demonstram valores satisfatórios para ambas as abordagens. Com relação aos perfis  $rms$  (Figura 4.5a-b), os resultados da metodologia DNS se aproximam melhor aos dados da literatura, embora os resultados obtidos com o modelo dinâmico sub-malha (LES) também sejam satisfatórios. Além disso, na Figura 4.5e-f, é possível observar uma boa concordância dos perfis do produto das flutuações com os dados da literatura, quando se utiliza a metodologia LES.

### Contração abrupta

A validação do problema da contração abrupta foi previamente conduzida por Borges, Lourenço, et al. (2018), Puelles (2019) e Borges (2020); que aplicaram o problema dentro do contexto do regime laminar ( $Re = 365$ ). Nesta seção, serão apresentados resultados correspondentes ao regime turbulento com  $Re = 5303$ , comparados com os dados obtidos por Sánchez (2011).

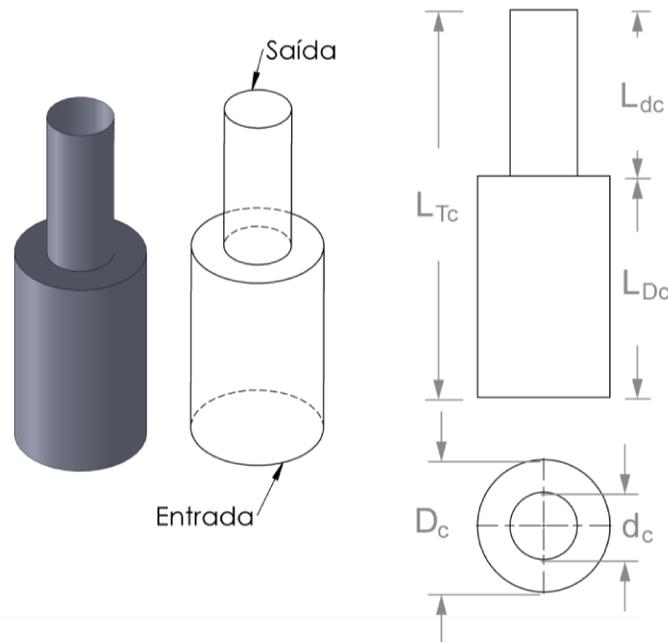


Figura 4.6 – Representação do domínio lagrangiano do problema.

A Figura 4.6 apresenta o esquema geométrico do domínio de interesse. Como pode ser observado, os diâmetros maior e menor são denotados pelas letras  $D_c$  e  $d_c$ , respectivamente, sendo que a razão entre essas dimensões é a razão de contração ( $\beta = 1,97$ ). O primeiro trecho possui um comprimento de  $L_{D_c} = 0,4m$ , enquanto o segundo tem  $L_{d_c} = 0,3m$ . A malha lagrangiana foi elaborada utilizando o software Blender, com base na geometria mostrada na Figura 4.6. Todos os elementos da malha foram modelados como triângulos, com um lado de comprimento  $ds = 2,25mm$ .

O domínio euleriano (Figura 4.7) apresenta dimensões nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ :  $0,25m$ ;  $0,25m$ ;  $0,7m$ , respectivamente. Foi empregada uma malha com  $100 \times 100 \times 280$  volumes, resultando em uma relação de  $ds/dx = 0,8$ . As condições de contorno adotadas para o problema foram as seguintes: na entrada, um perfil de velocidade correspondente ao regime turbulento foi

imposto, definido pela Eq. (3.1). Na saída, foi considerada a condição advectiva, conforme definida pela Eq. (3.3) apresentada na seção 3.2.

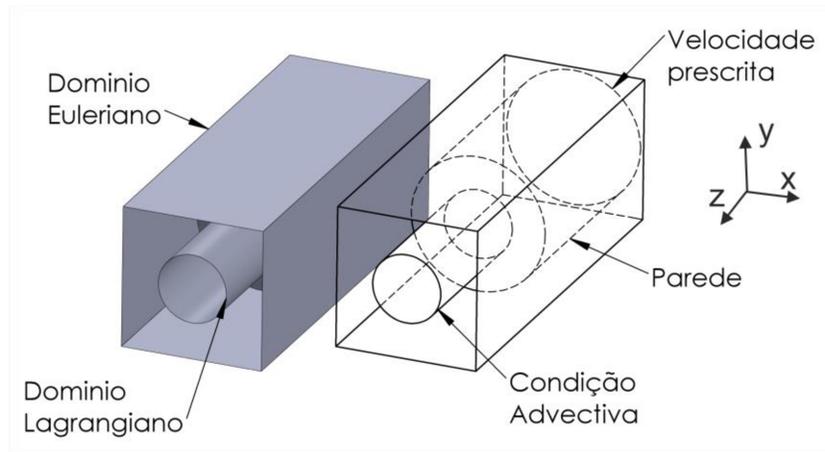


Figura 4.7 – Representação dos domínios euleriano e lagrangiano, conjuntamente com as condições de contorno.

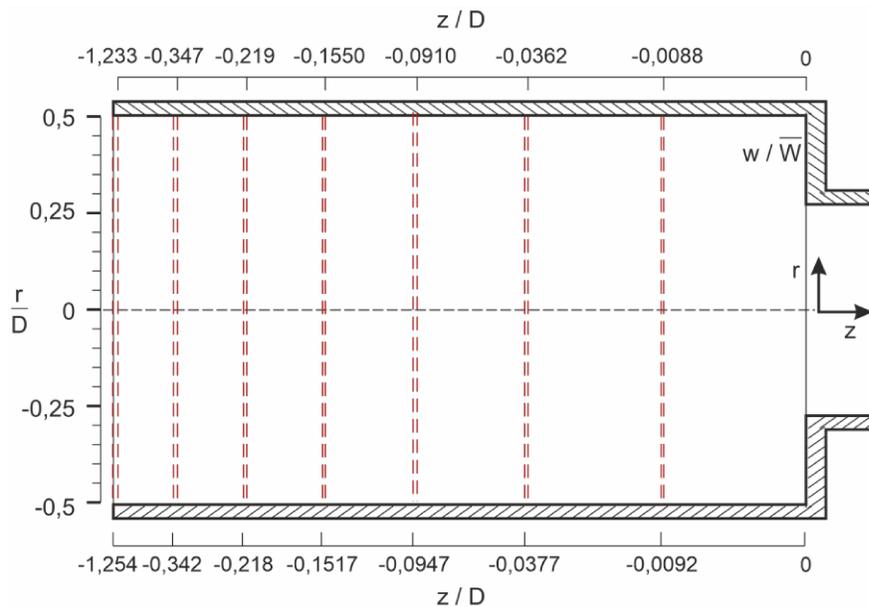


Figura 4.8 – Representação esquemática das posições adimensionais dos perfis para o Reynolds 5303 (SÁNCHEZ, 2011).

Nas demais partes do domínio, foram estabelecidas condições de Dirichlet, definindo os valores das componentes da velocidade como zero conforme a Eq. (3.4).

Os resultados são apresentados adimensionalizados, tomando como referência o plano da contração. Conforme ilustrado na Figura 4.8, as posições foram adimensionalizadas com valores negativos à esquerda do plano e valores positivos à direita desse plano em relação ao

eixo  $z$ . Quanto ao eixo  $y$  (direção  $r$ ), a posição zero corresponde à linha central da geometria. Todas as posições foram adimensionalizadas pelo diâmetro a montante da contração. Como o domínio é tridimensional, um plano foi extraído em  $x = 0,125 \text{ m}$ .

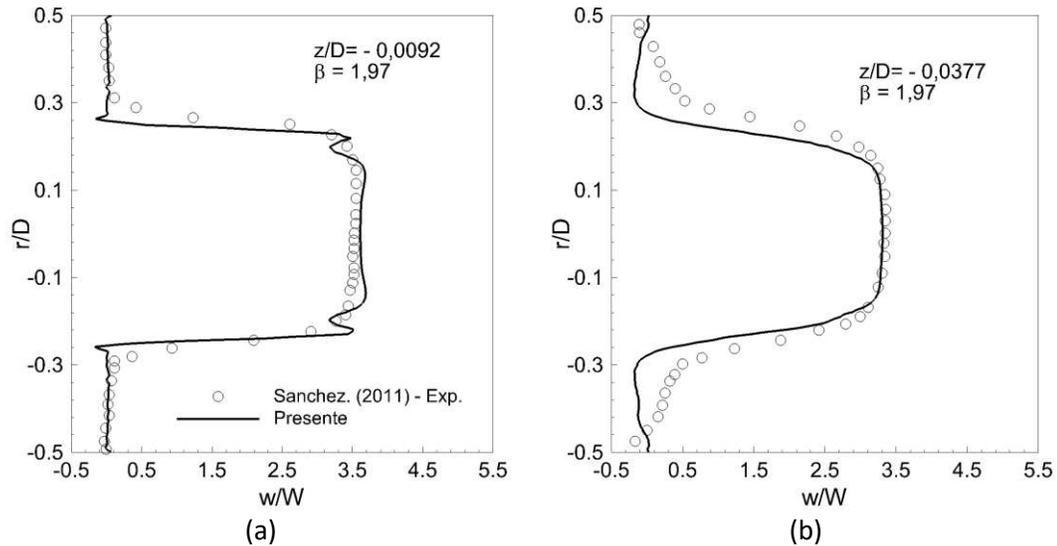


Figura 4.9 – Perfis de velocidades da componente  $w/W$  para malha euleriana de  $100 \times 100 \times 280$  com  $Re = 5303$ .

Como referência, foram utilizados os dados experimentais obtidos por Sánchez (2011), quem empregou a técnica de velocimetria por imagem de partículas (PIV-2D) para obter os perfis. A Figura 4.9 apresenta os perfis da componente  $w/W$  da velocidade em duas posições antes da contração. Os resultados numéricos mostram muito boa concordância com os dados experimentais na posição  $z/D = -0,0092$ . No entanto, na Figura 4.9b, os dados próximos à parede da geometria revelam uma discrepância em relação aos dados experimentais.

### Colisão parede-partícula

O problema do recipiente de seção quadrada com uma partícula imersa foi considerado para testar as implementações do movimento da partícula e colisão inelástica partícula-parede. O acoplamento de uma via foi considerado na simulação numérica. Para validar a implementação do modelo de colisão (seção 3.3.2.3), foram utilizadas as propriedades tanto do fluido quanto da partícula do trabalho experimental de Gondret, Lance e Petit (2002).

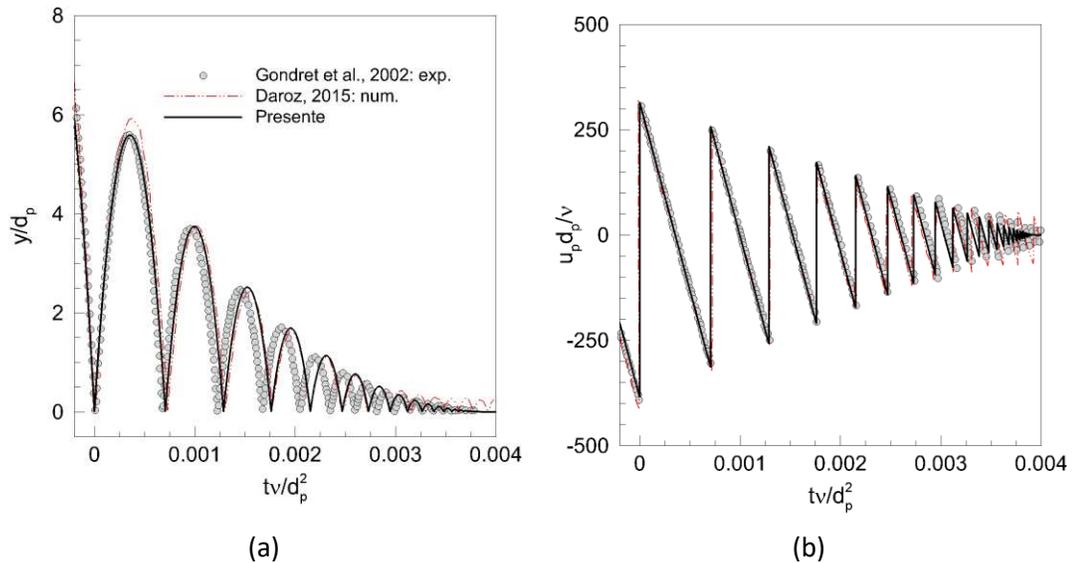


Figura 4.10 – Comparação com a referência bibliográfica: (a) trajetória da partícula ao longo do tempo; (b) valores de velocidade ao longo do tempo.

A simulação foi realizada considerando um domínio de  $L_x = 0,1$ ,  $L_y = 0,1$  e  $L_z = 0,3$ m com malha não uniforme de  $64 \times 64 \times 190$  volumes e um valor de  $rel = 2,62$ . As propriedades do fluido foram as seguintes: massa específica  $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$  e viscosidade dinâmica  $\mu = 1,85 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$ . Para a partícula de teflon:  $\rho_p = 2150 \text{ kg/m}^3$ ,  $d_p = 6\text{mm}$  e coeficiente de restituição máxima  $e_{max} = 0,8 \pm 0,02$ . As informações detalhadas sobre as propriedades do fluido e da partícula estão disponíveis na Tabela 2.1 e Tabela 2.2, conforme descrito na literatura base.

Dentro do recipiente, o fluido como a partícula estavam em repouso no início da simulação numérica utilizando a abordagem Euler-Lagrange. A partícula foi liberada a partir da posição  $(0,05; 0,0498; 0,01)$ . O cálculo da posição da esfera rígida é baseado nas componentes da velocidade como resultado das forças atuantes sobre ela. A sequência de cálculo da dinâmica da partícula é detalhada no fluxograma encontrado no APÊNDICE D, esquema implementado na plataforma em desenvolvimento. Na Figura 4.10a, é apresentada a trajetória da partícula na componente vertical ao longo do tempo adimensional, evidenciando uma boa concordância com os dados experimentais da literatura. Observa-se na Figura 4.10b a velocidade da partícula diminuindo a cada ciclo de colisão e coincidindo com a experiência. Nos últimos ciclos os dados numéricos do Daroz (2015) diferem um pouco.

## 4.2 TESTES PRELIMINARES

### Fundo de poço simplificado com turbulência sintética

Neste estudo, abordamos o problema de fundo de poço simplificado. Este cenário é caracterizado pela imposição de um perfil turbulento na entrada, calculado a partir da Eq. (3.1). Adicionalmente, foram incorporadas flutuações no perfil turbulento médio em forma de ruído branco (condição de turbulência sintética), cujo cálculo e análise detalhados estão documentados no APÊNDICE B. Nessa configuração, o escoamento atravessa um duto de seção circular que sofre uma contração abrupta, caracterizada pela transição do diâmetro de maior para o menor, com uma razão de contração  $\beta = 1,97$ . Após essa contração, o escoamento colide com a superfície do fundo de poço e retorna pela região anular circundante, conforme ilustrado na Figura 4.11. O domínio euleriano adotado possui dimensões de 1,1m x 1,1m x 2,86m nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente.

Os parâmetros geométricos essenciais para descrever o problema incluem:

1. A razão entre o comprimento do duto a montante da contração e o diâmetro desse duto, denotada como  $L_D/D = 2$ .
2. A razão entre o comprimento do duto a jusante da contração e o diâmetro maior do domínio interno, expressa como  $L_d/D = 2$ .
3. A relação entre o espaçamento entre a saída do bocal e o fundo de poço, representada por  $L/D = 1$ .
4. A razão entre o diâmetro da superfície do fundo de poço e o diâmetro do duto a montante da contração, designada como  $D_T/D = 2$ .

As simulações foram conduzidas empregando uma malha cartesiana uniforme composta por 100x100x260 volumes, juntamente com uma malha lagrangiana composta por 239264 volumes, que representa a geometria do problema, e dois valores de  $Re$ , 5303 e 40065. Além disso, foi adotado um passo de tempo fixo de  $dt = 1,0 \times 10^{-5} s$ .

Uma condição de saída advectiva, conforme definida na Eq. (3.3), foi aplicada, juntamente com cinco tipos diferentes de condição de entrada. Os tipos de condições de entrada estão associados às funções de geração de números pseudoaleatórios e aos valores de intensidade turbulenta. Conforme detalhado no APÊNDICE B, empregamos o método de resíduo (MR) e o LCG (um algoritmo da função *rand* da linguagem C++ para o compilador GNU 9.1.0, consulte a seção 2.2) para a geração dos números pseudoaleatórios, aplicando intensidades turbulentas de 2% e 5%. Portanto, incluindo o perfil sem introdução de flutuações, temos as seguintes condições

de entrada: Sem flutuações, 2% e 5% de intensidade turbulenta utilizando o MR, 2% e 5% de intensidade turbulenta utilizando a função "rand" do C++.

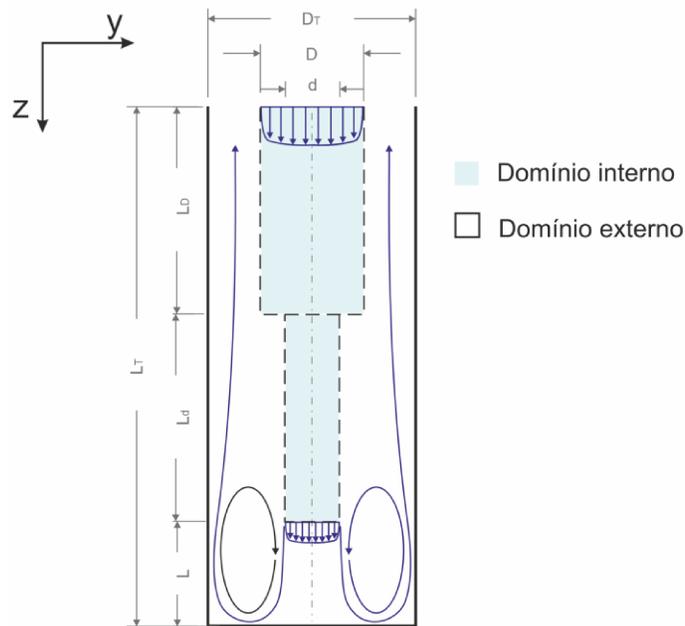


Figura 4.11 – Esquema do problema de fundo de poço simplificado com razão de contração 1,97. Adaptado de (BORGES, PADILLA, *et al.*, 2021).

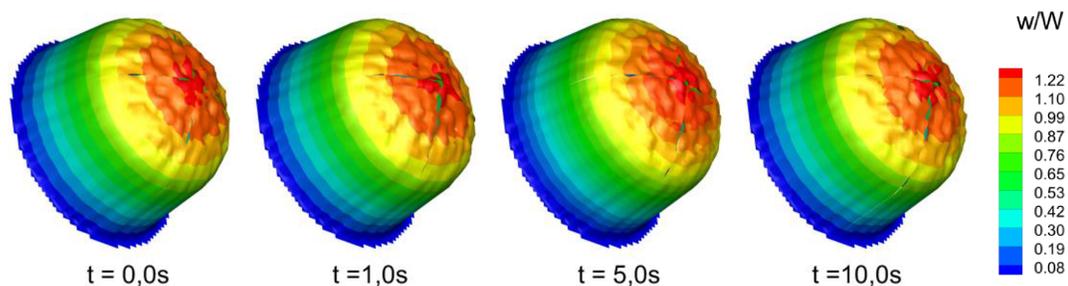


Figura 4.12 – Campos de velocidade no plano de entrada para vários instantes,  $Re = 5303$ .

Os campos de velocidade impostos na entrada com perturbações, nos instantes de tempo de 0, 1, 5 e 10 segundos, demonstram modificações nas superfícies paraboloides, como ilustrado na Figura 4.12. Essas modificações apresentam um máximo de 5% de intensidade turbulenta, e as flutuações foram calculadas utilizando a Eq. (6.13), com os valores dos número aleatórios gerados por meio da função rand() do C++. Para destacar as diferenças temporais nas oscilações baseadas no ruído branco, foram obtidos perfis na posição  $z/D = -2,0$  (Figura 4.13). É evidente

que as flutuações de velocidade adimensional são mais proeminentes na região central da entrada do domínio, que corresponde à coluna de perfuração.

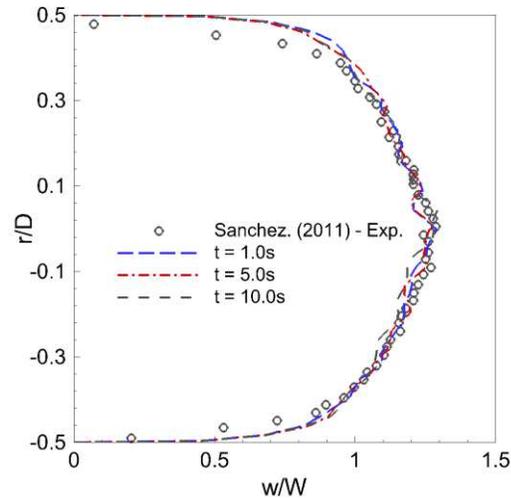


Figura 4.13 – Comparação de perfis temporais no plano de entrada.

Para comparação dos resultados no domínio interno (representado pela coluna de perfuração simplificada), foram utilizados os dados experimentais de Sánchez (2011), obtidos a montante da contração, para os casos com  $Re_D = 5.303$  (Figura 4.14 e Figura 4.15) e  $Re_D = 40.065$  (Figura 4.16 e Figura 4.17).

As figuras exibem perfis de velocidade média axial adimensional e de intensidade turbulenta em diversas seções, cujas posições são detalhadamente descritas na Figura 4.8. A comparação dos perfis médios da velocidade axial  $w/W$  próximos à entrada do domínio, como demonstrado na Figura 4.14a, revela uma concordância satisfatória com os dados da literatura. À medida que o escoamento progride em direção às seções a jusante da entrada, observam-se valores mais elevados de velocidade no núcleo do escoamento em comparação com os resultados de referência (Figura 4.14b-e).

As flutuações introduzidas no perfil de entrada não afetam significativamente a velocidade média, em comparação com o perfil não perturbado (linha preta), com exceção do método do resíduo (MR) com intensidades turbulentas de 2% e 5%, que apresentam valores ligeiramente superiores no centro do duto, inclusive na saída da coluna de perfuração (Figura 4.14f). Associado a esta exceção na saída da coluna de perfuração, os valores de  $w_{rms}$  são também ligeiramente superiores (Figura 4.15d).

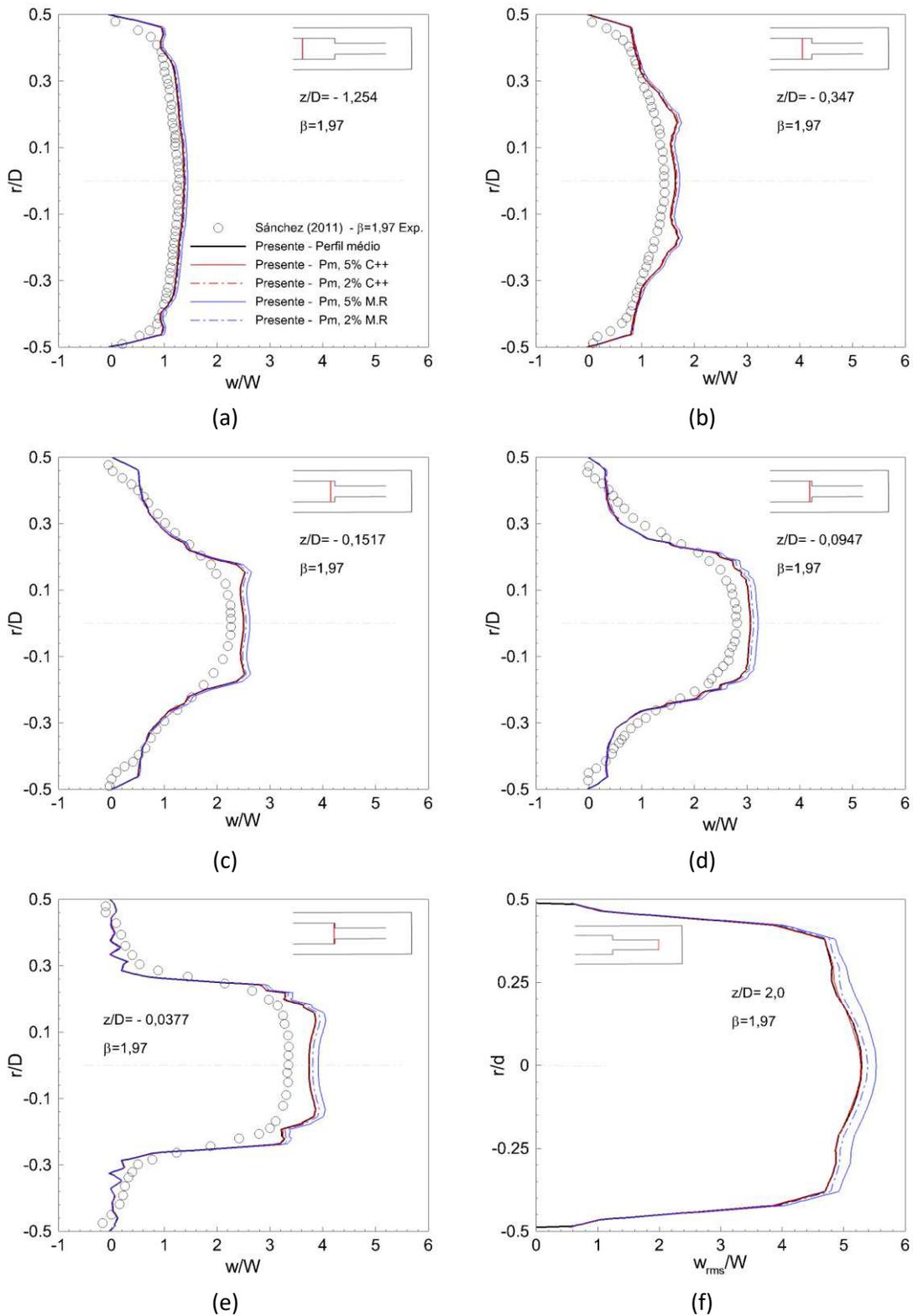


Figura 4.14 – Perfis de velocidade média axial para  $Re_D = 5303$ , nas posições adimensionais ( $z/D$ ): (a) - 1,254; (b) -0,347; (c) -0,1517; (d) -0,0947; (e) -0,0377; (f) 2,0.

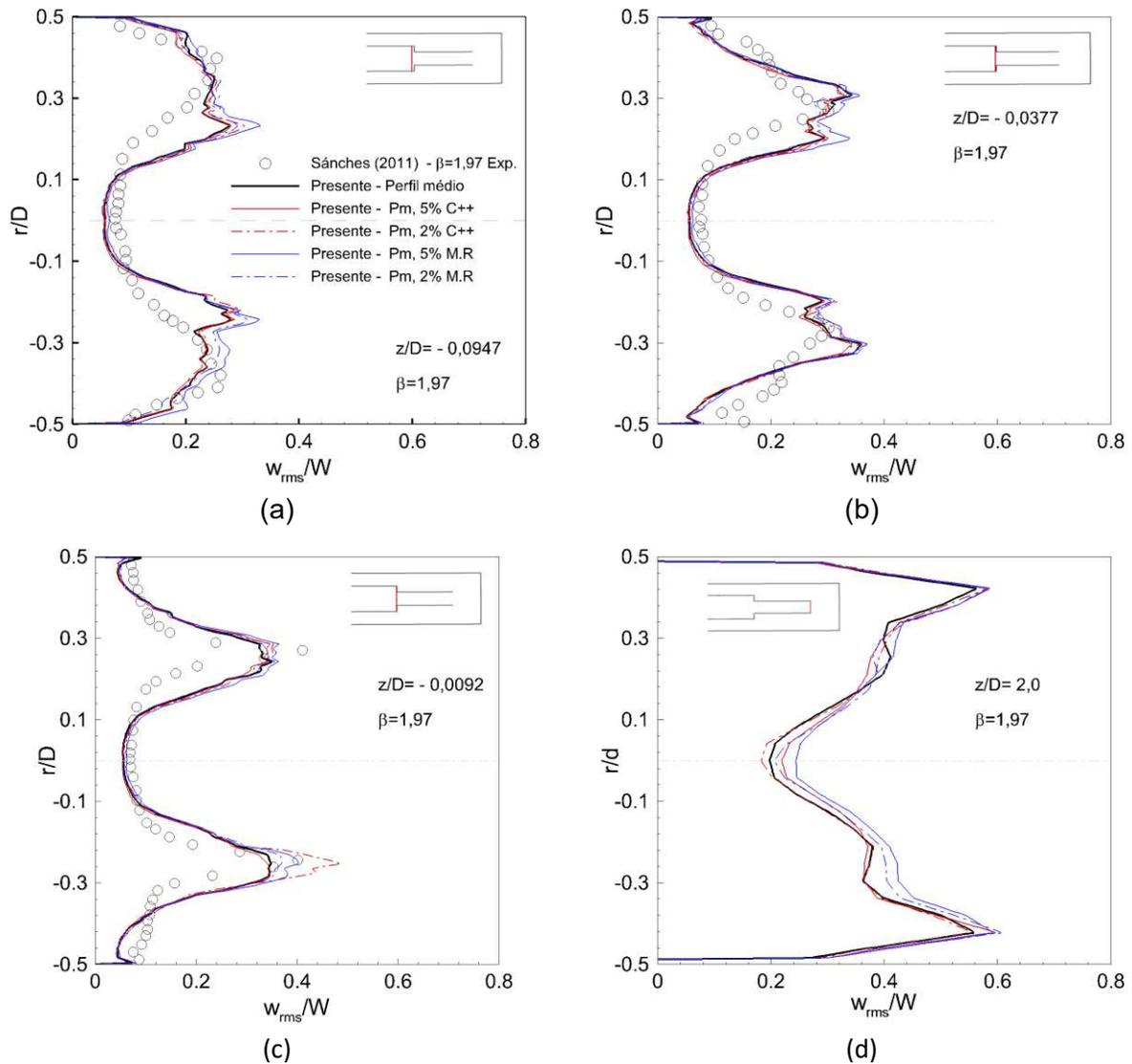


Figura 4.15 – Perfis de intensidade turbulenta  $w_{rms}/W$  para  $Re_D = 5303$  nas posições adimensionais ( $z/D$ ): (a) -0,0947; (b) -0,0377; (c) -0,0092; (d) 2,0.

A velocidade média para  $Re_D = 40065$ , em várias posições  $z/D$ , exibe características semelhantes tanto em comparação com os dados da literatura quanto em relação às diferentes condições de entrada com turbulência sintética (Figura 4.16), com valores ligeiramente superiores para o método do resíduo com 5% de intensidade turbulenta. Os resultados incluem também dados numéricos obtidos com os modelos de turbulência L-VEL e  $k - \varepsilon$  LB (PALACIOS, MACHUCA, *et al.*, 2010), que demonstram valores superiores em relação ao trabalho experimental.

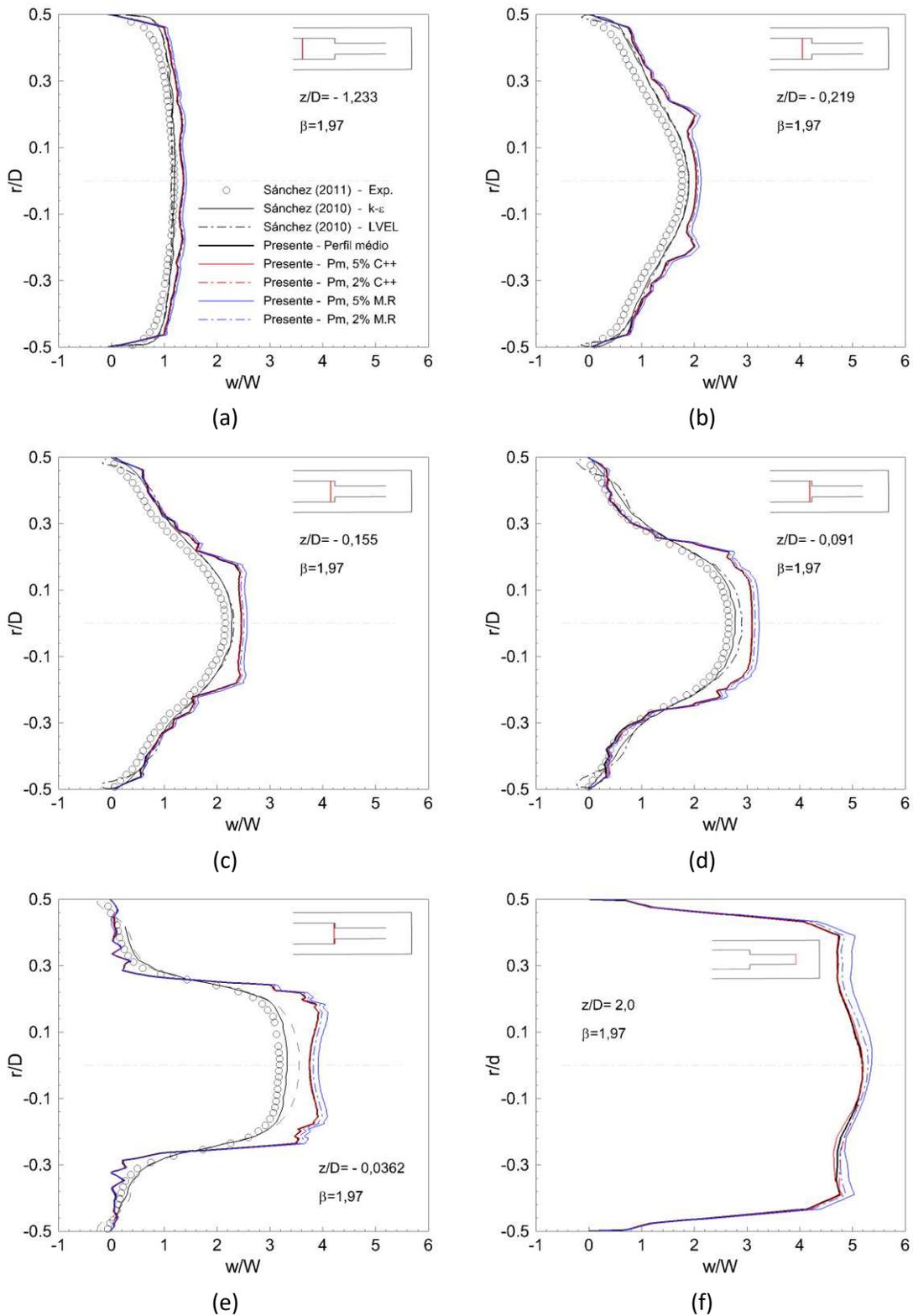


Figura 4.16 – Perfis de velocidade axial média  $Re_D = 40.065$ , nas posições adimensionais: (a) -1,233; (b)-0,219; (c)-0,155; (d)-0,091; f(e) -0,0362; (f) 2,0.

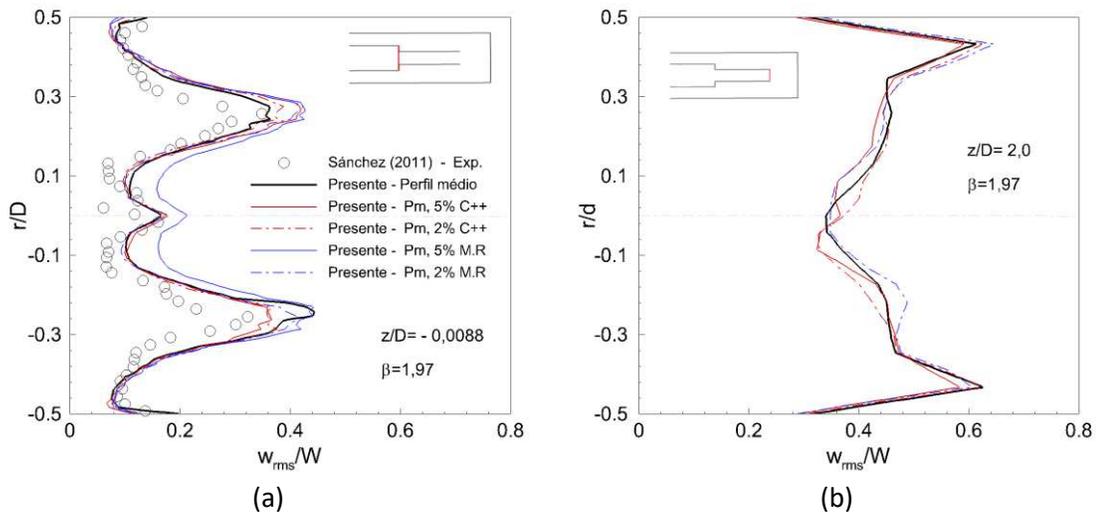


Figura 4.17 – Perfis de intensidade turbulenta,  $w_{rms}/W$  para  $Re_D = 40.065$  nas posições adimensionais: (a)  $-0,0088$ ; (b)  $2,0$ .

À medida que nos aproximamos do plano de contração, observamos um aumento nos valores de  $w_{rms}/W$ , como evidenciado nas Figura 4.15 e Figura 4.17a, com uma certa simetria no perfil em relação ao eixo axial. A comparação com os dados de referência revela uma excelente concordância em todas as posições e para ambos os valores de  $Re$  considerados. Os perfis na saída da coluna de perfuração simplificada apresentam valores elevados de  $w_{rms}/W$  devido à aceleração do escoamento à causa da redução de área, resultando em comportamentos diferentes em relação à condição de entrada.

Posteriormente, conduzimos análises pontuais na sonda A, localizada entre a saída da coluna de perfuração e o fundo de poço (0; 0; 2,6), onde são registrados os sinais de velocidade ao longo do tempo para  $Re_D = 5303$  e  $Re_D = 40065$ , representados nas Figura 4.18a e Figura 4.19a, respectivamente, acompanhados pelos gráficos PDF (*Probability Density Function*). Para elaboração desses gráficos PDF, foi empregada a função *hist* do software Matlab (DAVIDSON, 2020), utilizando 100 classes como parte da elaboração dos histogramas.

As oscilações de velocidade (colunas a) exibem amplitudes maiores para o maior número de Reynolds, além de apresentarem uma concentração mais significativa de valores em torno da velocidade média. A evolução temporal da flutuação de velocidade  $w$ , para  $Re = 5303$  (Figura 4.18a), revela a presença de valores negativos significativos (em termos de magnitude), ou seja, os valores negativos são menores que a linha representativa de  $-w_{rms}$ . Os valores positivos são raramente maiores do que a linha que representa  $+w_{rms}$ , indicando que a distribuição de  $w'$  é mais extensa no lado negativo, conforme evidenciado na distribuição da PDF (*Probability Density Function*) de todos os sinais (Figura 4.18b).

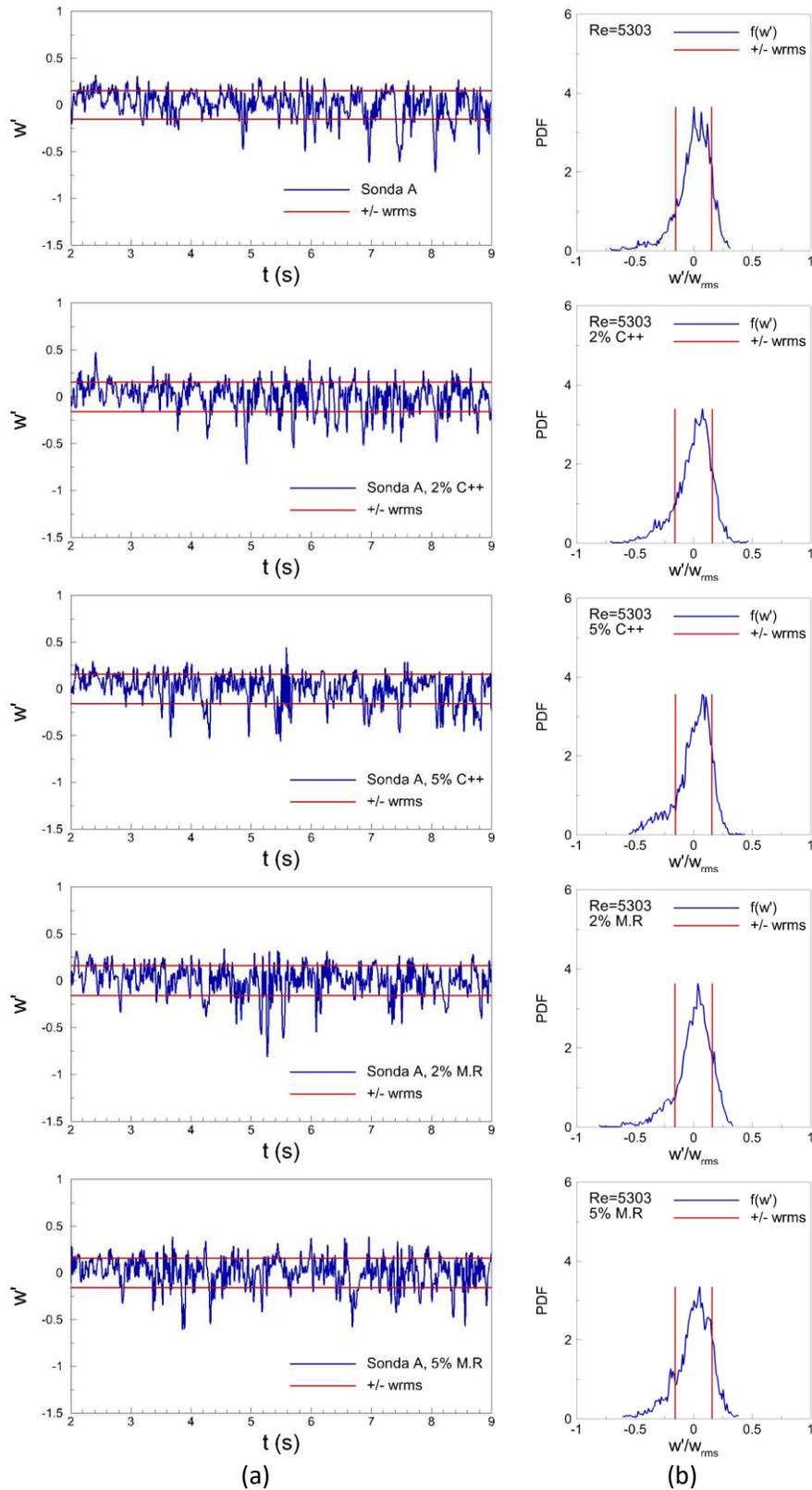


Figura 4.18 – Sonda A para  $Re_D = 5303$ : (a) Sinais de flutuação  $w'$ ; (b) PDF.

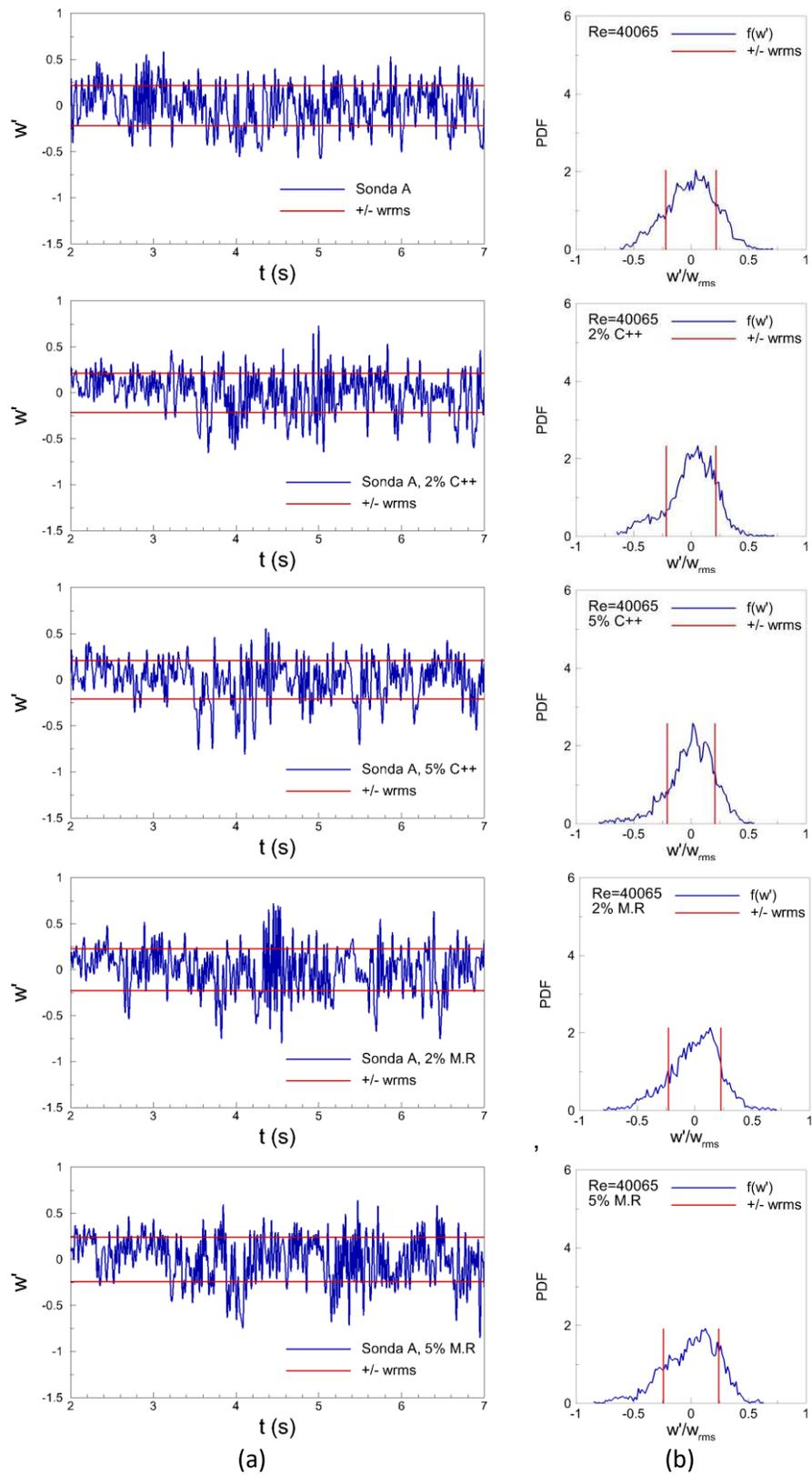


Figura 4.19 – Sonda A para  $Re_D = 40065$ : (a) Sinais de flutuação  $w'$ ; (b) PDF.

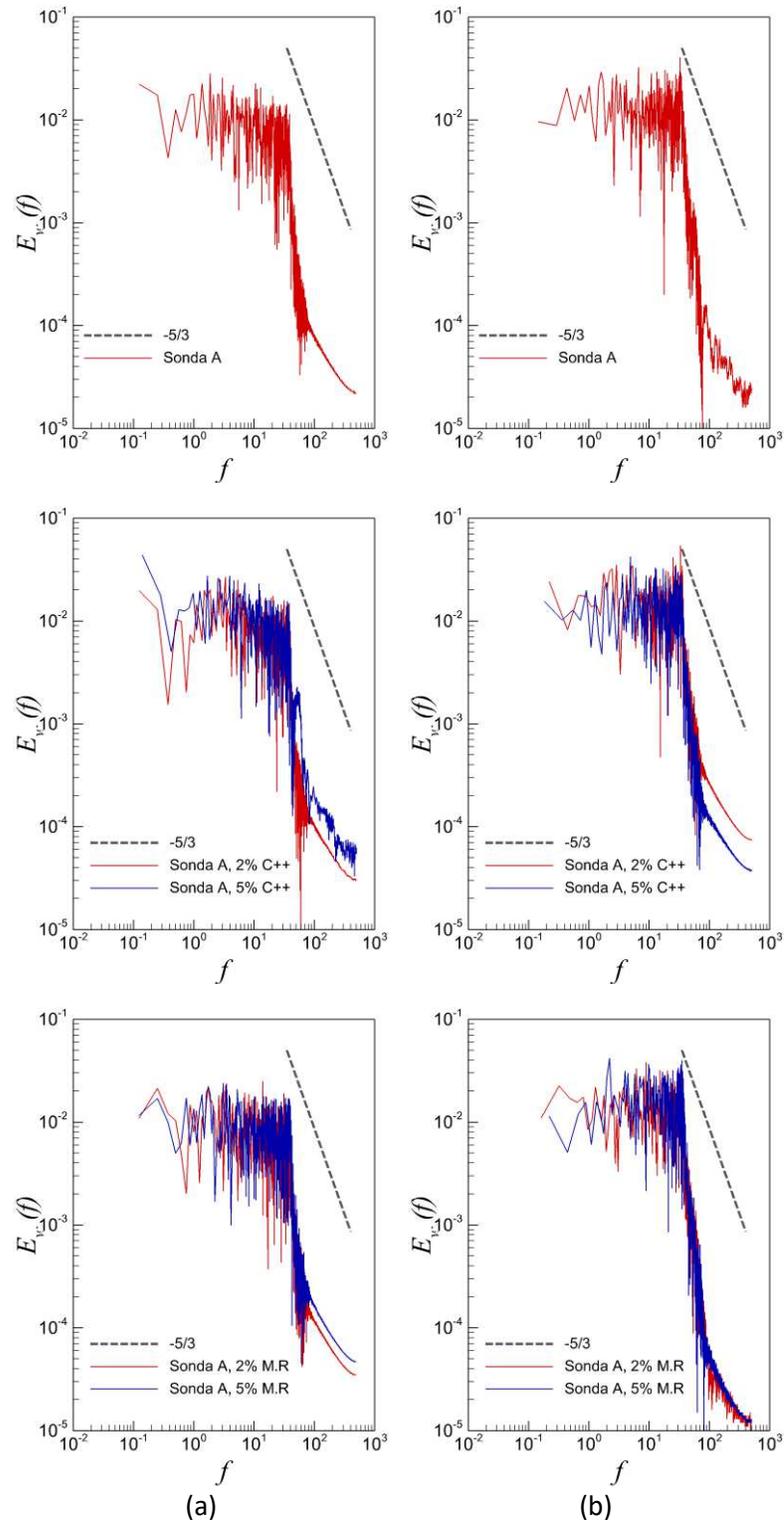


Figura 4.20 – Espectro de energia na sonda A: (a)  $Re_D = 5303$ ; (b)  $Re_D = 40065$ .

Nas Figura 4.18b (sem perturbação, 5% C++ e 5% MR) é evidente maior probabilidade em direção a flutuações positivas, como indicado pelos altos valores PDF na região positiva. Em

contraste, nos casos 2% C++ e 2% MR, o pico máximo da curva se encontra próximo do centro, mostrando que a probabilidade de ocorrência de flutuações positivas e negativas é aproximadamente a mesma.

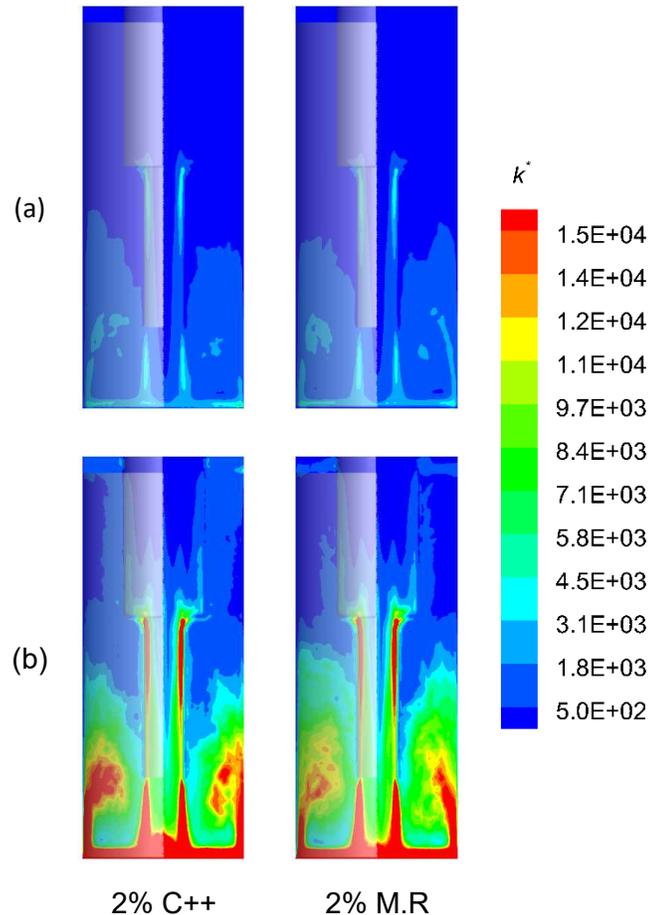


Figura 4.21 – Energia cinética turbulenta  $k^* = kD/\nu W$  no plano  $x=0.55$ : (a) 5303; (b) 40065.

Para  $Re = 40065$  (Figura 4.19a), observa-se que as flutuações nas componentes da velocidade são mais intensas e ocorrem com maior frequência, em comparação com o caso de  $Re = 5303$ . Todas as PDF para os históricos de flutuações indicam que tanto as flutuações positivas quanto as negativas são igualmente frequentes, sugerindo uma PDF simétrica. Muitos valores negativos das flutuações são menores que  $-wrms$ , o que indica que a distribuição PDF é ligeiramente mais ampla no lado negativo.

A transformada rápida de Fourier (FFT) foi aplicada aos sinais de velocidade para  $t > 2,0s$ , permitindo a análise dos espectros de energia cinética turbulenta (Figura 4.20). Para fins de referência adotou-se a lei de Kolmogorov (inclinação de  $-5/3$ ). Observa-se que os dados obtidos apresentam um grau de anisotropia, evidenciado por uma inclinação menor do espectro em

relação à referência, indicando que a transferência de energia não segue o típico comportamento isotrópico. Essa inclinação muda pouco para os resultados obtidos com as funções geradoras de números pseudo-aleatórios rand C++ e MR. Além disso, para  $Re = 40065$ , a inclinação do espectro de energia é ligeiramente menor em comparação com  $Re = 5303$ .

Na Figura 4.21 podem ser observados campos de energia cinética turbulenta. Valores mais elevados de energia cinética turbulenta estão predominantemente localizados na periferia do duto de menor diâmetro da coluna de perfuração e no fundo do poço. É de suma importância notar que as flutuações de velocidade exibem menor magnitude na região do fundo do poço (Figura 4.21a) em comparação com um  $Re$  igual a um valor 7,5 vezes maior (Figura 4.21b), conforme indicado pelos valores de energia cinética turbulenta adimensional (maiores nas áreas vermelhas e menores nas áreas azuis). Além disso, as discrepâncias qualitativas entre os diversos casos, considerando um mesmo número de Reynolds, são relativamente insignificantes.

#### *Força de impacto no fundo de poço simplificado*

Para calcular a força de impacto na superfície do fundo de poço, empregou-se o método de fronteira imersa. Cada componente do vetor de força foi calculada por meio de uma média espacial em cada intervalo de tempo. Em seguida, a raiz da soma dos quadrados do vetor de força resultou na força total de impacto. Os resultados da média temporal da força total são apresentados na Tabela 4.3, onde se observa uma maior magnitude da força adimensional ( $F/(\mu\nu)$ ) à medida que o número de Reynolds aumenta. Nota-se que os valores de força de impacto na Tabela 4.3 para cada condição de entrada (variando o tipo e a intensidade da flutuação), apresentaram valores semelhantes. Aqueles mais próximos do valor da força na ausência de flutuações foram obtidos com flutuações geradas pelo método MR para a geração de números pseudo-aleatórios.

Tabela 4.3. Média temporal da força de impacto total adimensionalizadas ( $F_{fp}/(\mu\nu)$ ), para  $Re_D$  5303 e 40065.

$Re_D$	5303	40065
0%	1,13E+08	6,01E+09
2% C++	1,07E+08	6,12E+09
5% C++	1,07E+08	6,01E+09
2% M.R	1,16E+08	6,03E+09
5% M.R	1,14E+08	6,13E+09

O aumento dessa grandeza beneficia a remoção de material particulado (PUELLES, 2019). Esses valores, expressos em unidades dimensionais e em função de  $Re_d / 1976$ , são

apresentados na Figura 4.22. Nessa figura apresenta-se uma comparação entre os resultados obtidos no presente estudo e referências relevantes, que englobam dados numéricos de Borges (2020) e Figueiredo (2014), juntamente com os dados experimentais fornecidos por Santos (2014). Adicionalmente, incluímos uma curva resultante de uma regressão quadrática baseada nos dados de Figueiredo (2014).

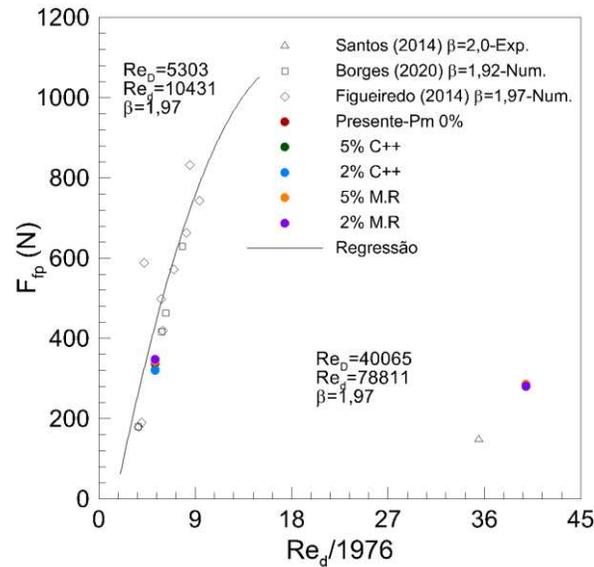


Figura 4.22 – Comparação de forças de impacto (dimensional) para  $Re = 5303$  e  $40065$ .

A comparação dos valores da força obtidos neste estudo, para ambos os números de Reynolds, com os valores da literatura, incluindo a tendência linear, demonstra uma boa concordância. Esses resultados estão em conformidade com a linha de tendência exibida na Figura 4.22. Estudos anteriores, como os de Figueiredo, Neves, *et al.*, 2013, Figueiredo (2014) e Maneira (2013) também identificaram uma tendência de curva quadrática na relação entre a força de impacto e a vazão.

Quando se usam perfis médios como condição de contorno de entrada, existe sempre a preocupação da influência das flutuações nessas condições, toda vez que na realidade elas existem, principalmente em problemas onde a região de interesse se encontra próximo da entrada. Como problema em questão tem a região de interesse (fundo de poço) no lado oposto da entrada, o estudo apresentado leva a conclusão que não é necessária a incorporação de flutuações na condição de entrada. A implicância do ruído branco no escoamento levam a uma intensificação dos campos médios que o afasta levemente dos resultados experimentais e não altera significativamente a força de impacto.

### 4.3 ESCOAMENTOS CONFINADOS COM PARTÍCULAS

Nesta seção, apresentamos os resultados das simulações de escoamentos com partículas. Iniciamos com a dinâmica de uma partícula imersa em uma cavidade cúbica com tampa deslizante, comparando os casos de uma e duas vias acopladas. Posteriormente, conduzimos uma simulação com 4225 partículas na mesma cavidade, realizando uma análise estatística abrangente para avaliar os resultados.

#### 4.3.1 Escoamentos confinados com uma partícula

Após o desenvolvimento do escoamento na cavidade tridimensional da seção 4.1.2 para um número de Reynolds  $Re = 470$ , foi liberada uma partícula esférica rígida na posição inicial adimensional estabelecida como  $x/S = 0,4857$ ;  $y/S = 0,3714$ ;  $z/S = 0,5136$ , com o objetivo de comparar sua trajetória com o trabalho experimental de Tsorng, Capart, *et al.* (2008). Para obter resultados mais precisos, foram utilizadas as mesmas propriedades físicas da experiência, vistas na seção 2.1.

Os resultados das trajetórias da partícula ao longo do tempo, para os diferentes tipos de malhas no acoplamento de uma via, são mostrados na Figura 4.23. A partícula mantém sua movimentação na região do vórtice primário, onde o movimento externo o afasta do plano e o interno o leva de volta. Observa-se que o histórico de cada componente da trajetória da partícula melhora ao aumentar a densidade de malha de  $60^3$  para  $80^3$ , no entanto, o resultado mais satisfatório foi obtido com a malha não uniforme de  $64^3$ . Este enfoque é limitado, já que o escoamento influencia a partícula, mas a partícula não afeta o escoamento, portanto os resultados numéricos têm uma diferença significativa com os dados da literatura (TSORNG, CAPART, *et al.*, 2008). Isto terá uma melhora na abordagem de duas vias.

A Figura 4.24 apresenta as trajetórias da partícula nas 3 componentes cartesianas para o acoplamento de uma via das malhas  $60^3$  e  $80^3$  correspondentes à Figura 4.23. É percebido que a partícula tem deslocamento menor na direção  $y/S$ , o que pode ser confirmado no histórico da mesma componente. Por isso, a trajetória 3D não “preenche” o espaço na direção  $y/S$ . As trajetórias também indicam que a partícula, para ambas as malhas ( $60^3$  e  $80^3$ ), seguem uma curva perto da parte inferior da cavidade, isto como consequência da influência das linhas de correntes próximo parede inferior e do vórtice secundário. Este fenômeno desaparece na trajetória com malha não uniforme no acoplamento de duas vias, como evidenciado na Figura 4.27b. Portanto,

os resultados mais próximos dos experimentais foram obtidos utilizando a malha não uniforme de  $64^3$ , no acoplamento de duas vias.

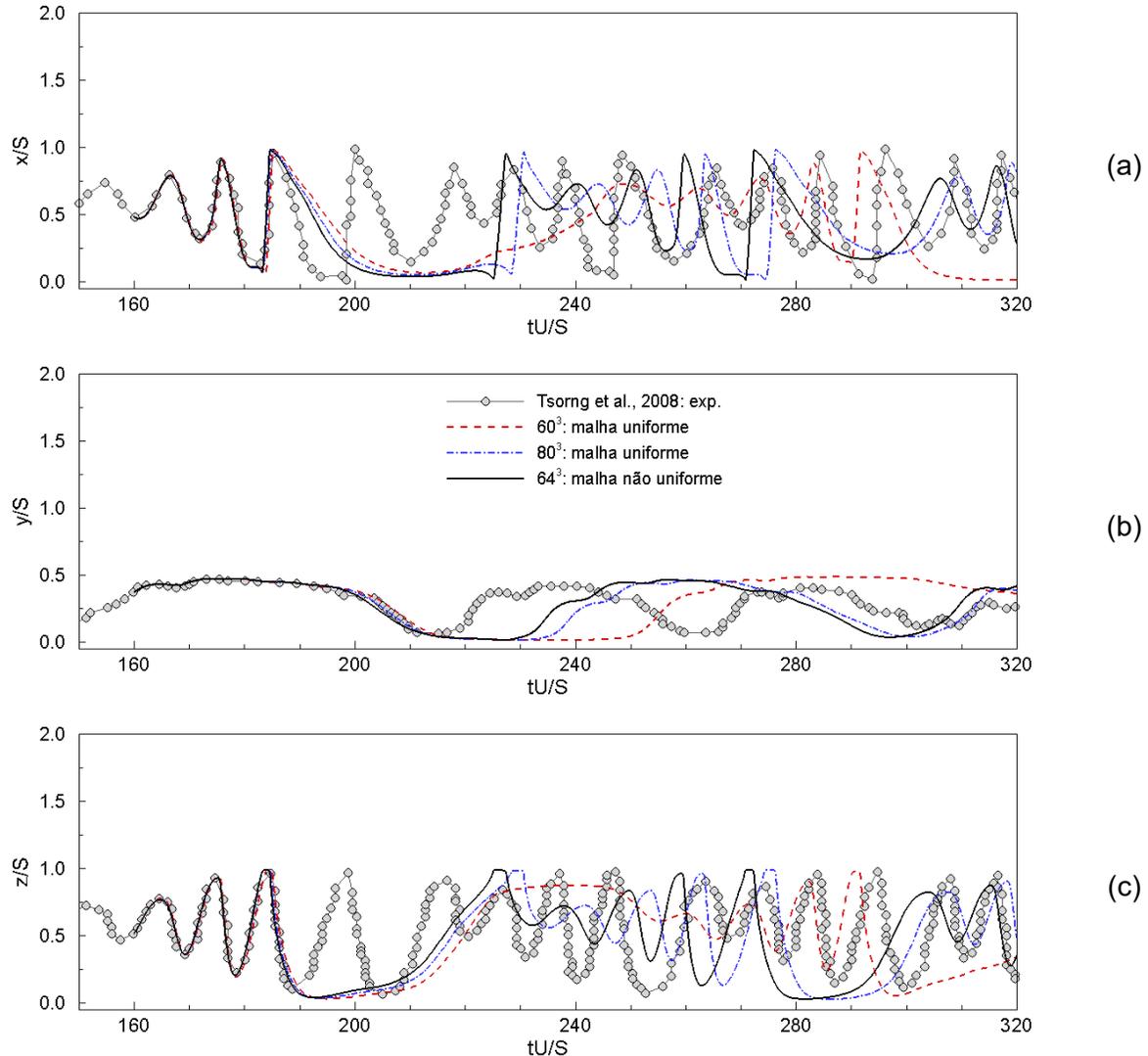


Figura 4.23 –Comparação da trajetória das 3 componentes cartesianas para os três tipos de malha, uma via.

A comparação dos históricos de posições dos dados experimentais com os resultados numéricos no intervalo de  $160 < tU/S < 400$  é mostrado na Figura 4.25. A partícula segue a trajetória experimental até a primeira colisão com uma superfície sólida. No acoplamento de uma via, a partícula colide com a tampa em um tempo de aproximadamente  $tU/S = 183$ , após esse instante, acontece o desvio com os dados experimentais. Por outro lado, no caso do acoplamento de duas vias, quando a partícula é encontrada próxima à esquina ilustrada na Figura 4.30b (posição C), ela colide primeiramente com a parede posterior ( $x/S = 0$ ) vista no detalhe da Figura

4.25a, posteriormente colide com a tampa ( $z/S = 1$ ) próximo de  $tU/S = 201$ . Após este instante, a partícula percorre a tampa, região onde acontece o maior pico da força de arrasto para este acoplamento.

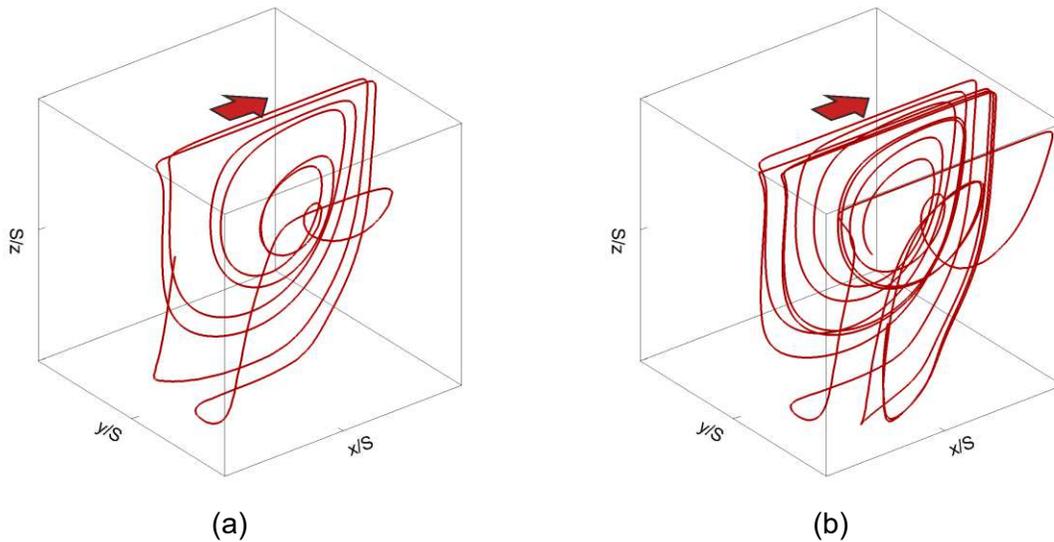


Figura 4.24 – Trajetória 3D da partícula, acoplamento uma via: (a) malha  $60^3$ ; (b) malha  $80^3$ .

As mudanças nas posições da partícula são evidenciadas nas velocidades de cada componente (Figura 4.26). Observa-se que as curvas das trajetórias (Figura 4.25) para o caso de duas vias apresentam maiores frequências quando comparado para o caso de uma via (mais notório nas componentes  $x/S$  e  $z/S$ ) ambas as trajetórias mostram um comprimento de onda maior (se aproximando mais nos dados experimentais do autor), o que implica em mudanças de velocidades em menos tempo (Figura 4.26), isto devido que esses movimentos são os influenciados diretamente pelas estruturas turbilhonares.

Devido que a partícula é movimentada pelo vórtice primário, quando esta fica na região próximo da tampa da cavidade, a partícula solida atinge sua máxima velocidade ( $u_p/U = 0,84$ ) várias vezes para ambos os acoplamentos (Figura 4.26a). À medida que a partícula se aproxima na borda superior da parede frontal, a partícula desacelera em  $x$ , para começar a sua movimentação na direção  $z$ , atingindo uma velocidade maior negativa de  $w_p/U = -0,61$  para ambos os acoplamentos (Figura 4.26c).

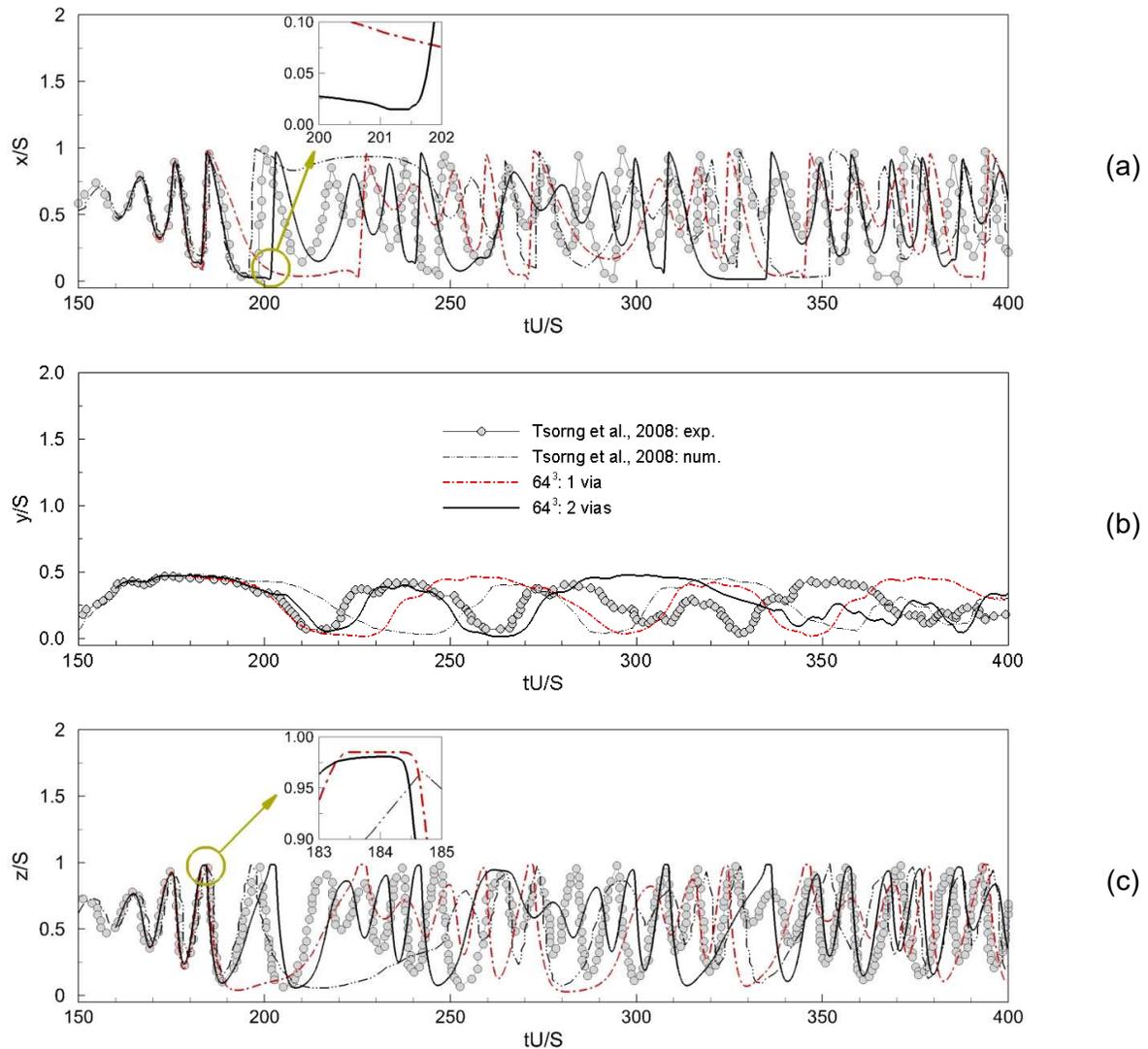


Figura 4.25 – Histórico da posição adimensional da partícula para malha  $64^3$ : (a) direção  $x$ ; (b) direção  $y$ ; (c) direção  $z$ .

Em seguida, a partícula continua com o recorrido em torno do vórtice primário, desacelerando na direção  $z$  e acelerando na direção  $x$ , limitada pelo vórtice secundário, atingindo uma velocidade de  $u_p/U = -0,24$  (Figura 4.26a), permanecendo nesta região maior tempo quando comparado com a região superior. Para completar o ciclo a partícula desacelera na direção  $x$  e acelera em  $z$ , alcançando uma velocidade máxima de  $w_p/U = 0,23$ . Na direção  $y$ , a partícula percorre da parede para o centro da cavidade. Como o escoamento não é muito intenso quando comparado com as outras direções, a velocidade do sólido apresenta baixos valores, com ilustrado na Figura 4.26b (BORGES, *et al.*, no prelo).

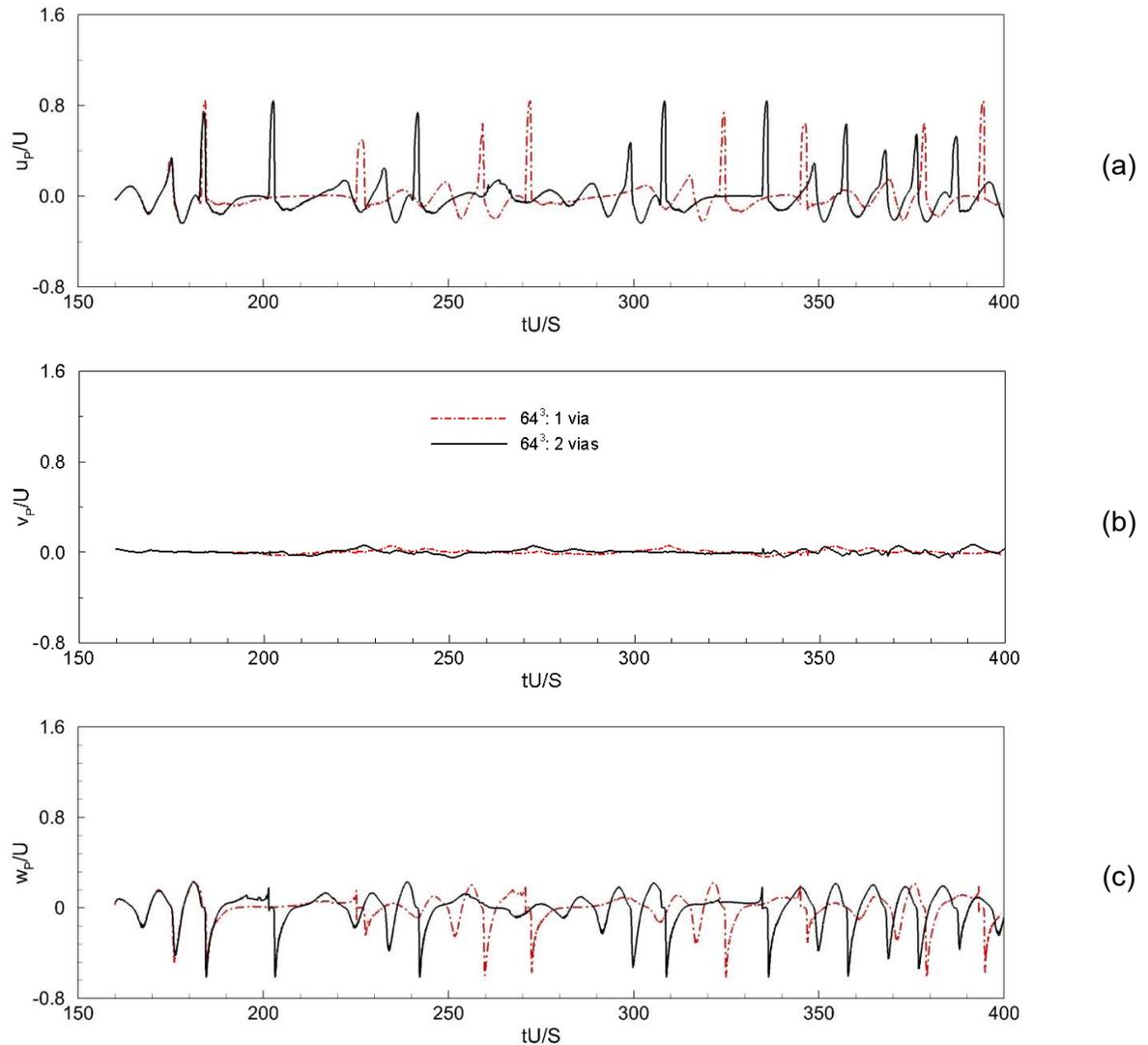


Figura 4.26 – Histórico do campo de velocidade adimensional: (a) componente  $u_p$ ; (b) componente  $v_p$ ; (c) componente  $w_p$ .

Vistas tridimensionais associadas as trajetórias da partícula são apresentadas na Figura 4.27. Como a partícula foi liberada em  $y/S = 0,3714$ , ela se movimenta só na metade direita da cavidade, em concordância com a dinâmica do escoamento (que tem simetria em relação ao plano em  $y/S = 0,5$ ). Cada volta realizada pela partícula está associada a um par de picos na trajetória temporal mostrada no histórico de posição na componente  $z/s$  (relativo à direção vertical).

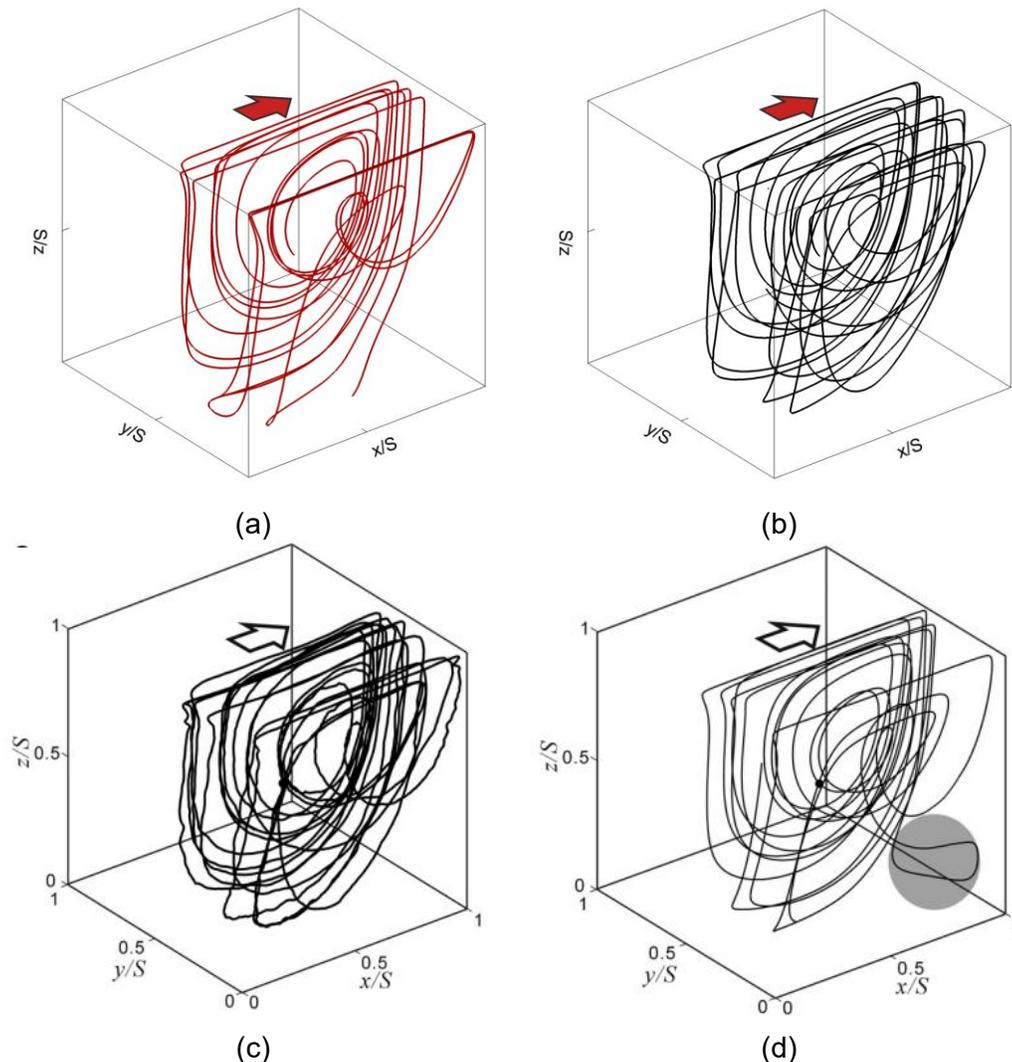


Figura 4.27 – Trajetória 3D da partícula: (a) malha  $64^3$  1 via; (b) malha  $64^3$  2 via; (c) Referência numérica; (d) Referência experimental (TSORNG, CAPART, *et al.*, 2008).

A partícula para ambas as componentes segue o trajeto do vórtice primário, mesmo comportamento visualizado nos dados da literatura (TSORNG, CAPART, *et al.*, 2008). No entanto, os resultados numéricos de referência mostraram que a partícula passa do vórtice primário para o vórtice secundário, movimentando-se lentamente em direção à parede lateral, posteriormente a partícula volta para o vórtice primário destacado em cinza na Figura 4.27d entre os tempos adimensionais  $tU/S = 200$  e  $250$ .

Para o acoplamento de uma via (Figura 4.27a), entre os tempos adimensionais de  $tU/S = 200$  e  $210$ , a partícula atinge as camadas mais extremas da corrente de saída, permanecendo perto do fundo da cavidade por mais tempo até girar em torno do vórtice primário. O mesmo comportamento pode ser observado entre os tempos adimensionais de  $tU/S = 285$  e  $292$ , no

entanto com menor intensidade. Como esperado, o acoplamento de duas vias mostrou melhor dinâmica e boa concordância com os dados da referência. A presença da partícula na fase continua, afeta o escoamento localmente, originando uma aceleração menor quando comparado com o acoplamento de uma via. Esse fato, causa todas as diferenças apontadas na análise dos presentes resultados e na quantificação das forças associadas.

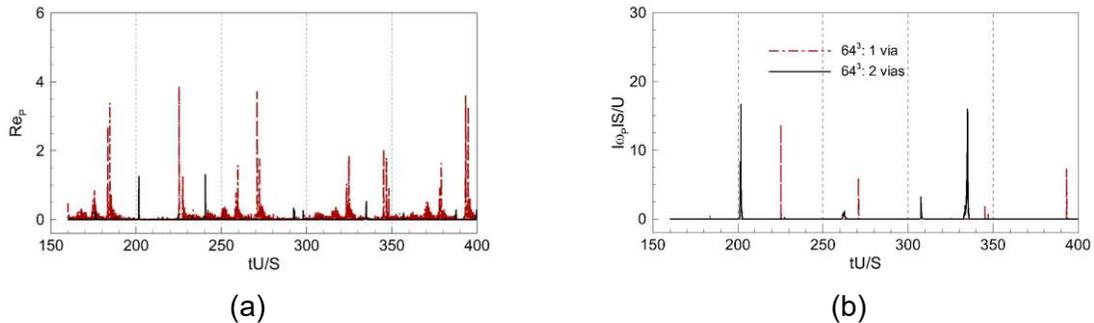


Figura 4.28 – Influência da colisão parede-partícula ao longo do tempo adimensional: (a) Número de Reynolds da partícula; (b) magnitude de rotação normalizada.

Conforme discutido na seção 3.3.2.1, a velocidade relativa entre as fases na posição da partícula,  $\vec{u} - \vec{u}_p$ , esta presente nos calculos do  $Re_p$  e as forças que atuam sobre a partícula rígida. A velocidade relativa atinge valores significativamente maiores quando a partícula colide com a região superior da tampa e sua magnitude é maior para o coplamento de uma via quando comparado com duas vias. À medida que a partícula se aproxima da tampa, ocorre uma rápida aceleração da partícula, uma vez que a tampa superior apresenta a maior velocidade ( $U$ ). As colisões da partícula com a tampa superior conduzem a valores elevados da velocidade relativa, consequentemente, valores elevados de  $Re_p$ , evidenciado pelos picos na Figura 4.28a. Além disso, essas colisões induzem rotação nas partículas, como indicado pelos valores elevados da magnitude normalizada da rotação da partícula  $|\omega_p|S/U$  (Figura 4.28b).

A Figura 4.29 mostra as forças de arrasto, sustentação por cisalhamento (Saffman) e sustentação por rotação (Magnus) que atuam sobre a partícula. Estas forças foram normalizadas com a força de referência  $F_{ref} = \rho U^2 S^2 / 2$ . Os picos das forças adimensionais estão associados com a velocidade relativa da partícula próximo da colisão partícula-parede (como visto nos detalhes da Figura 4.29). Em termos de magnitude a força de arrasto possui maior influência no movimento da partícula, seguido da força de Magnus e por último a força de Saffman.

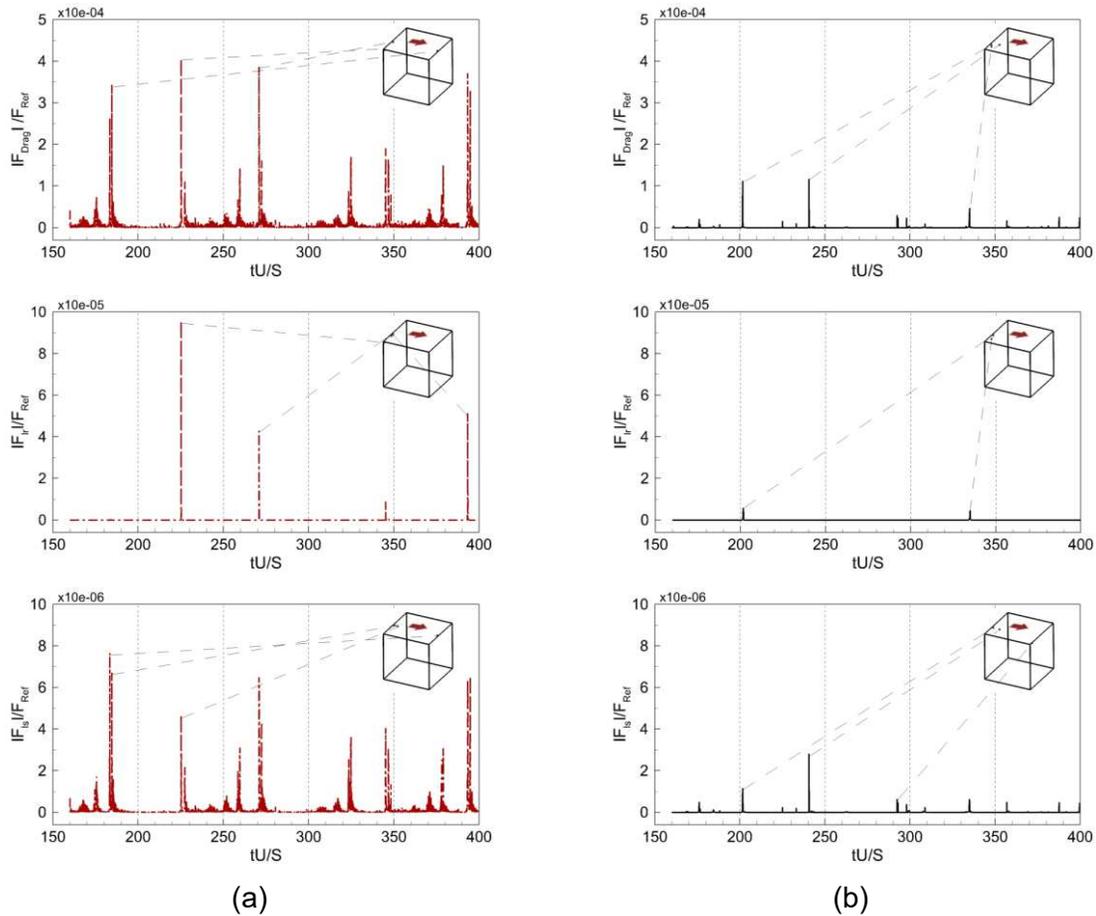


Figura 4.29 – Forças de arrasto, sustentação por cisalhamento e sustentação por rotação: (a) uma via; (b) duas vias.

Quando analisamos os instantes da primeira colisão da partícula com uma superfície (posição A da Figura 4.30a), próximo do instante  $tU//s = 183$ , no acoplamento de uma via, a magnitude de força de arrasto é 34 vezes a força de sustentação por cisalhamento e um valor baixo de força de sustentação por rotação. A força de Saffman é associada pelo gradiente de velocidade perto da parede, enquanto a força de Magnus é influenciada com a velocidade de rotação da partícula. Para o acoplamento de duas vias, nos instantes da primeira colisão (posição C da Figura 4.30b), próximo do tempo adimensional  $tU/S = 201$ , a força de arrasto é 96 vezes a força de Saffman e 19 vezes a força de Magnus. Esta colisão acontece na parede posterior ( $x/S = 0$ ), em seguida a partícula colide com a tampa da cavidade ( $z/S = 1$ ).

Para a segunda colisão partícula-parede, no acoplamento de uma via, uma maior magnitude de  $Re_p$  foi registrada, associada à uma velocidade relativa maior (Figura 4.28a). Ao igual que na primeira colisão, no instante da colisão com a tampa, é induzida uma rotação significativa (Figura 4.28b). Isto acontece próximo do tempo adimensional de  $tU/S = 225$  (Figura

4.30a, posição B). A força de arrasto é 87 vezes a força de sustentação por cisalhamento e 4 vezes a força de sustentação por rotação. Próximo do tempo adimensional  $tU/S = 240$  (Figura 4.30b, posição D), para o acoplamento de duas vias, a partícula está próxima da parede superior sem colidir com a parede. Em este caso, a força de arrasto é 42 vezes a força de Saffman e a força de Magnus pode ser considerado desprezível.

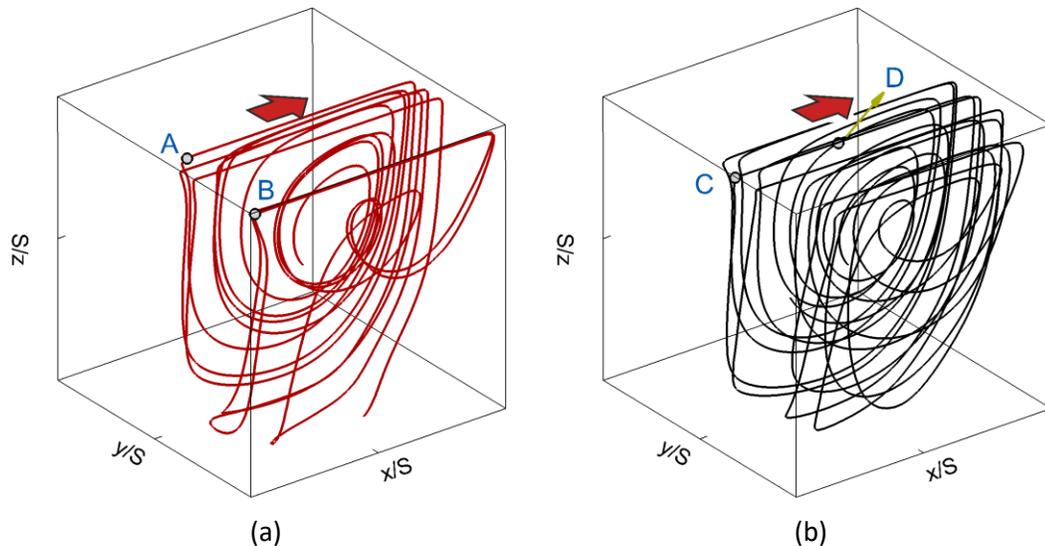


Figura 4.30 –Trajetória 3D da partícula para o acoplamento de uma (a) e duas vias (b) considerando uma malha de  $64^3$ , nos instantes 183,36; 225,18; 201,57 e 240,63 que correspondem as posições A)  $x/S=0,0904$ ;  $y/S=0,4495$ ;  $z/S=0,9820$  B)  $x/S=0,0273$ ;  $y/S=0,0150$ ;  $z/S=0,9850$ ; C)  $x/S=0,0150$ ;  $y/S=0,3361$ ;  $z/S=0,9850$  e D)  $x/S=0,4420$ ;  $y/S=0,3653$ ;  $z/S=0,9608$ .

### 4.3.2 Escoamentos confinados com partículas

Considerando que as estruturas formadas pelo escoamento dentro da cavidade com tampa deslizante são complexas e a física do problema está presente em outros tipos de situações nas diferentes áreas de engenharia, foi proposto colocar um conjunto de 4225 partículas, distribuídas uniformemente no plano  $y/S = 0,75$ ,  $x/S \in (0,1; 0,9)$  e  $z/S \in (0,1; 0,9)$ , como mostrado na Figura 4.31 no primeiro instante. Isto corresponde uma fração volumétrica de  $C = 0,0011$ .

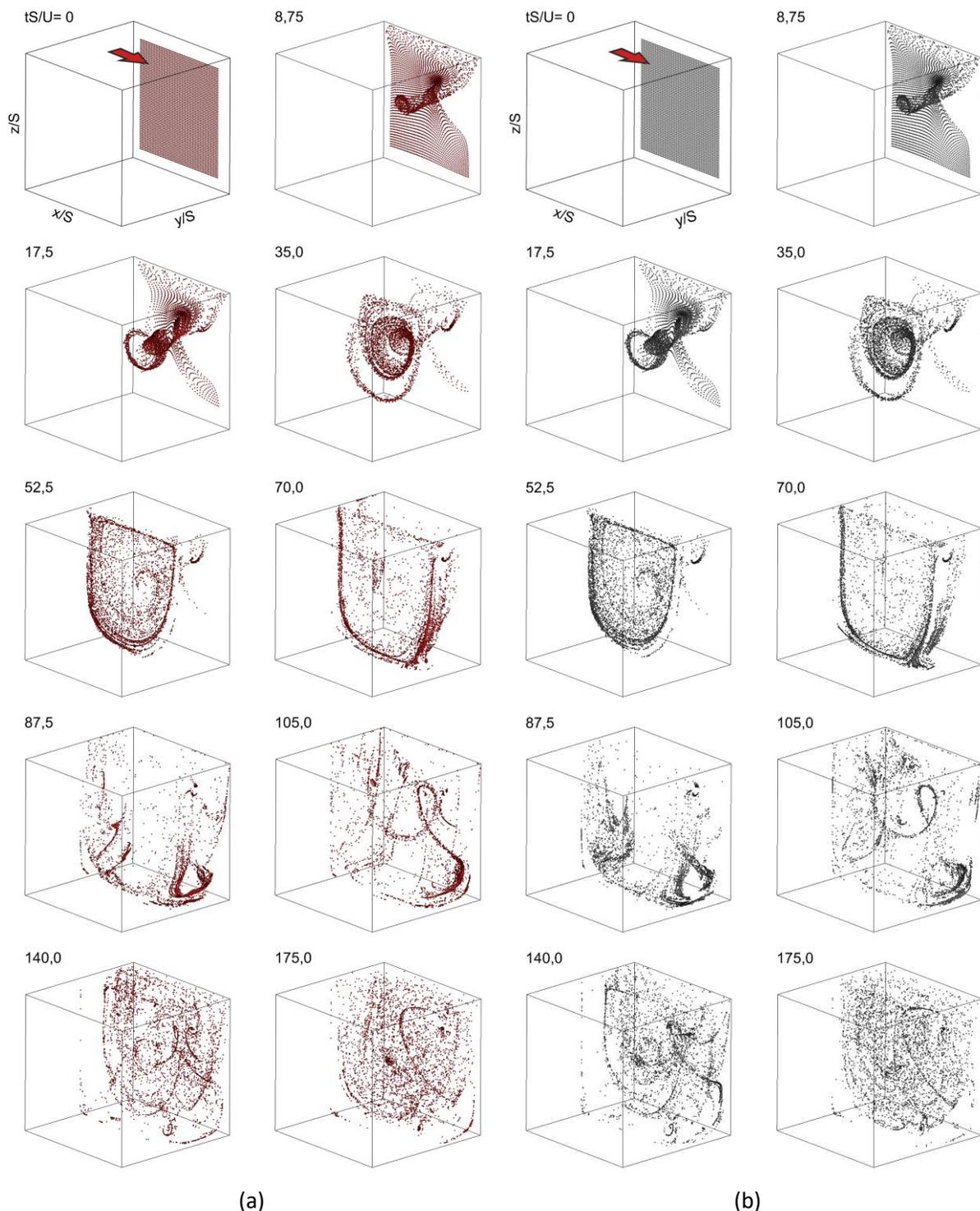


Figura 4.31 – Conjunto de partículas imersas no escoamento na cavidade 3D, para diferentes instantes (liberadas em  $tU/S = 0$ ): (a) acoplamento de 1 via; (a) acoplamento de 2 vias.

São abordados diferentes casos, sendo estruturada da seguinte forma: para o caso CP 1, as partículas são liberadas no tempo  $tU/S = 0$ . Como serão utilizados o acoplamento de uma e duas vias, os casos serão nomeados como caso CP 1.1 e caso CP 1.2 respectivamente.

Tabela 4.4. Casos associados ao transporte de conjunto de partículas.

Casos	Acoplamento	$tU/s(i)$	Descrição
CP 1.1	1via	0	Transporte das partículas utilizando o campo de velocidades em desenvolvimento com solução fluidodinâmica continuada
CP 1.2	2 vias	0	Transporte das partículas utilizando o campo de velocidades em desenvolvimento com solução fluidodinâmica continuada
CP 2.1	1 via	260,5	Transporte das partículas utilizando o campo de velocidades estacionário com solução fluidodinâmica continuada
CP 2.2	2 vias	260,5	Transporte das partículas utilizando o campo de velocidades estacionário com solução fluidodinâmica continuada
CP 2.3	1 via	260,5	Transporte das partículas utilizando o campo de velocidades estacionário com solução fluidodinâmica interrompida

Os casos CP 1.1 e CP 1.2 são mostrados na Figura 4.31a e Figura 4.31b, respectivamente. No caso CP 2, as partículas são liberadas após o escoamento estar desenvolvido, utilizando o campo de velocidades estacionário com solução fluidodinâmica continuada ( $tU/S = 0 - 260,5$ ) (Figura 4.37 e Figura 4.38), que associados aos dois acoplamentos são nomeados de casos CP 2.1 e CP 2.2, para a primeira e segunda via respectivamente. Por último, o caso CP 2.3 (um caso adicional derivado do caso CP 2), foi considerado o transporte de partículas utilizando o campo de velocidade estacionário com solução fluidodinâmica interrompida (VESFI), como apresentado na Figura 4.39. A nuvem de partículas inicialmente estava em repouso para todos os casos. A Tabela 4.4 apresenta todos os casos considerados.

As simulações numéricas consideraram  $Re = 470$  com os mesmos parâmetros do problema anterior (dinâmica de uma partícula) e uma malha uniforme de  $80^3$ . O diâmetro da partícula é  $dp = 8 \times 10^{-4}m$ , obtendo uma razão de  $L_c/d_p = 1,5625$  (onde  $L_c$  é a distância entre centros das partículas). Cabe mencionar que, o tamanho da partícula é menor que o volume finito da malha euleriana por motivo da abordagem Euler-Lagrange. A razão das massas específicas foi de  $\frac{\rho_f - \rho_p}{\rho_f} = 0,05\%$ , conseguindo dessa forma um número de Stokes de  $St = 0,00167$ . O acoplamento de uma e duas vias foi utilizado para a modelagem, com a finalidade de comparar estatisticamente a nuvem de partículas. Os coeficientes de restituição normal e tangencial foram de 0,8 e 1,0 respectivamente, e os coeficientes de atrito estático e dinâmico 0,9 e 0,5, utilizados para a modelagem da colisão entre partícula e parede.

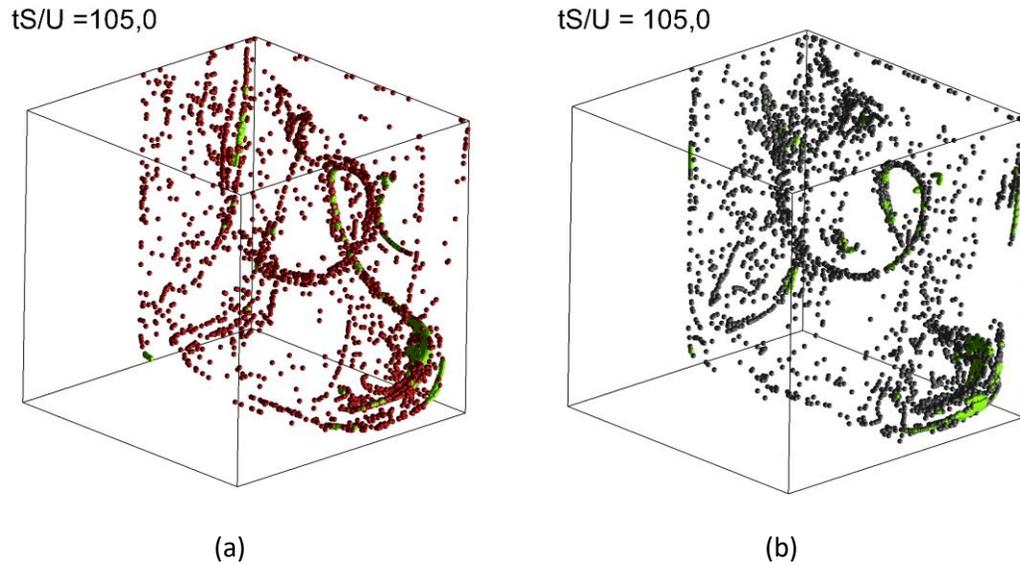


Figura 4.32 – Partículas coloridas de verde segundo a distância menor a 0,001m: a) uma via; (b) duas vias.

A distribuição das partículas é mostrada em diferentes instantes na Figura 4.31, liberadas a partir de  $tU/S = 0$ . A dinâmica das partículas mostra um comportamento similar, tanto para uma via quanto para duas vias, com a diferença de concentrações locais em algumas regiões. Nos primeiros instantes observa-se as partículas acompanhando a corrente interna do vórtice primário do escoamento em direção ao plano central da cavidade ( $y/S = 0,5$ ), nos tempos adimensionais de 8,75, 17,5 e 35. Isto confirma o sentido das linhas de correntes na formação da estrutura primária descritas pelo movimento rotativo do vórtice. Devido à conservação de massa, estas movem-se no meio da cavidade e giram para voltar pelo lado externo do vórtice, percorrendo a corrente no sentido da extensão dentro da estrutura primária até a parede lateral. Esse comportamento pode ser observado com mais detalhe instante  $tU/S = 70$ . Posteriormente, a concentração de partículas é maior na parte inferior da cavidade ( $z/S = 0$ ), sendo possível perceber que algumas delas começam acompanhar o vórtice secundário próximo de  $x/S = 1$  (a partir do  $tU/S = 87,5$ ). Nos próximos instantes a nuvem de partículas é dispersa e preenche quase a metade da cavidade (nos instantes  $tU/S = 140$  e  $tU/S = 175$ ). Portanto pode-se afirmar que, as trajetórias das partículas são criticamente dependentes da magnitude do diâmetro e do comportamento das estruturas presentes.

Para confirmar a distância entre partículas em regiões de maior concentração, foi realizado o cálculo de pares de distância entre partículas com ajuda da função *pdist* da biblioteca *scipy.spatial.distance* em *python*. Ao filtrar todas as partículas que cumpriam as condições de: ter menos de 0,001m, além da partícula possuir cinco ou mais partículas vizinhas, foram coloridas de verde aqueles que atendem a condições impostas. Este exercício permitiu identificar a

proximidade das partículas na região de maior concentração localizado próximo da esquina inferior formados pelos planos  $x/S = 1$  e  $z/S = 1$  (Figura 4.32).

Tabela 4.5. Posição de planos extraídos para análise PDF.

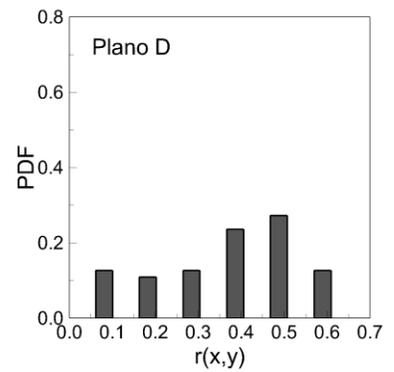
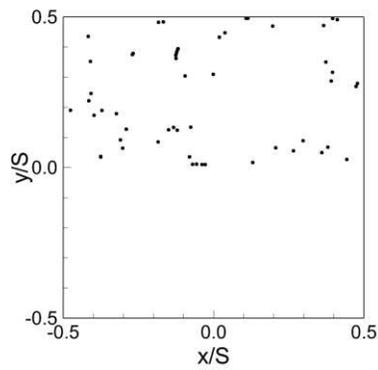
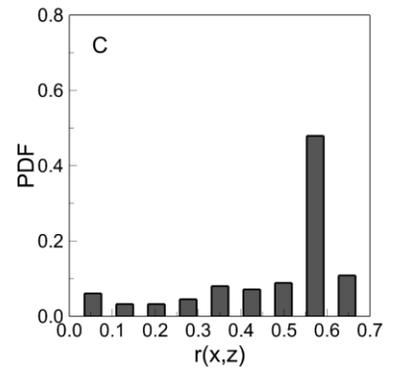
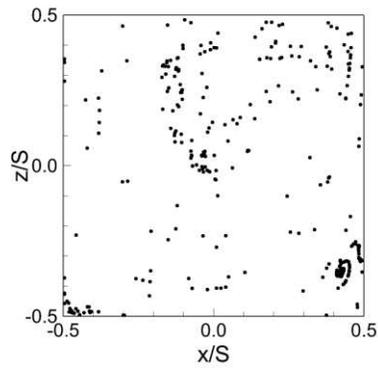
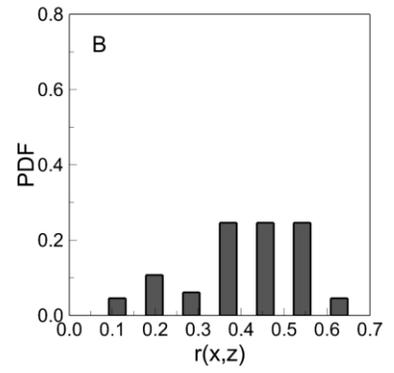
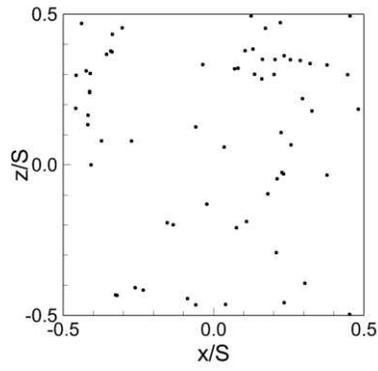
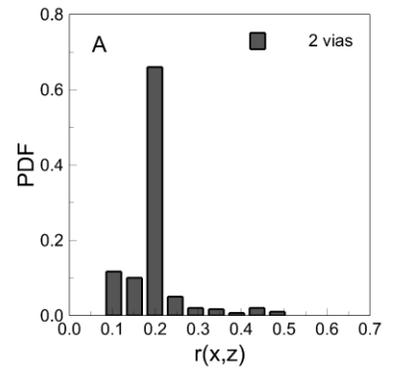
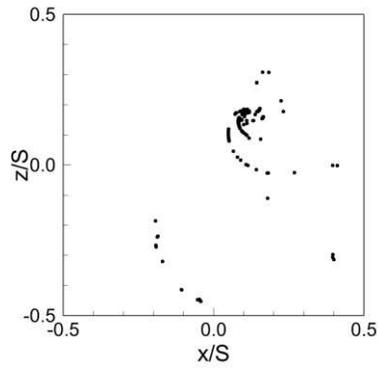
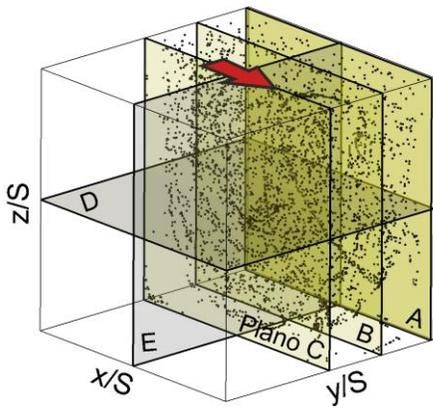
Plano	Posição
A	$y/S = 0,99375$
B	$y/S = 0,75000$
C	$y/S = 0,50625$
D	$z/S = 0,5000$
E	$x/S = 0,5000$

Na Figura 4.33 é mostrada a distribuição espacial das partículas nos planos A-E, cujas posições são mostradas na Tabela 4.5. O domínio corresponde à nuvem de partículas no instante  $tU/S = 175$  para o acoplamento de duas vias. Do lado das distribuições, tem-se histogramas radiais ao longo da direção (a partir do centro dos planos). Esses histogramas quando normalizados, fornecem a função de densidade de probabilidade (PDF)  $p(r)$  associada a probabilidade de uma partícula estar no raio  $r$  (MATAS, MORRIS e GUAZZELLI, 2004). Os histogramas mostram, portanto, a PDF das distribuições das partículas localizadas em cada plano. É importante mencionar que, para o cálculo da PDF, foi utilizada a função *hist* do software Matlab, onde o número de classes foi determinado por meio da fórmula,  $classes = floor(1 + log_{10}(Np)/log_{10}(2))$  (TAVARES, 2023), em que  $Np$  representa o número de amostras ou, neste caso, o número de partículas.

O número de partículas contidas nos planos e a fração em relação ao número total de partículas são mostrados na Tabela 4.6. O maior número de partículas é encontrado no plano C e a menor quantidade de partículas é localizada na região do plano E para este instante adimensional.

Tabela 4.6. Número de partículas em cada plano relacionado à Figura 4.33.

Plano	Número de partículas	Fração de partículas (%)
A	300	7,10
B	65	1,54
C	461	10,91
D	55	1,30
E	53	1,25



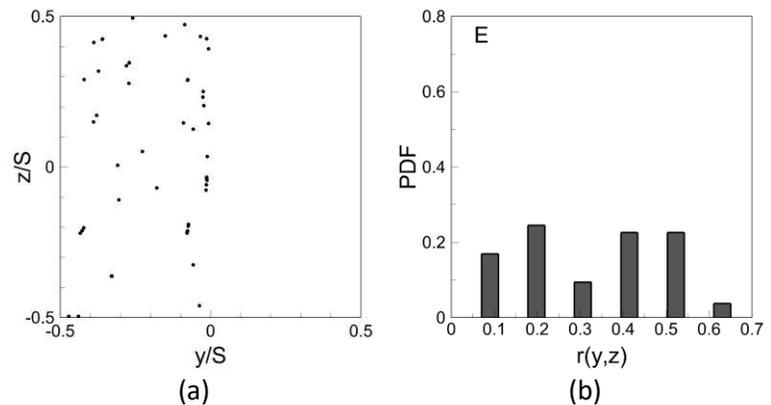


Figura 4.33 – Distribuição espacial das partículas nos planos e seus PDF correspondentes mostrando a probabilidade  $p(r)$  como função adimensional do raio para o acoplamento de duas vias. Instante  $tU/S = 175$ .

Em primeira instância, observa-se que as distribuições correspondentes a cada plano extraído, quando comparadas, são totalmente distintas. Essa diferença é atribuída à complexidade do escoamento, que envolve diferentes estruturas. Conseqüentemente, as partículas exibem diferentes velocidades e direções, dependendo da região em que são encontradas. Isso pode explicar o grau de dispersão das partículas, evidenciando uma maior difusão quanto mais próximo do plano de simetria da cavidade ( $y = 0,5S$ ). A PDF correspondente ao plano “A” demonstra uma elevada probabilidade de encontrar partículas próximas de  $r = 0,2$ , o que claramente indica suas posições próximas ao centro do vórtice (corrente interna). Além disso, o histograma revela uma quantidade significativa de partículas em torno da região de maior probabilidade, abaixo do valor de  $r = 0,2$ .

No plano “B”, observa-se probabilidade maior no intervalo de  $r = 0,35$  a  $r = 0,55$ , mais afastadas do centro, indicando também uma menor concentração de partículas ao redor da região de maior probabilidade. Próximo do plano de simetria (plano “C”), a probabilidade é maior próximo de  $r = 0,6$ , ou seja, mais próximo das paredes laterais, além de evidenciar acumulação de partículas próximos dos centros dos vórtices primário e secundário. Isso devido à força de arrasto, que aprisiona as partículas sólidas nas estruturas turbilhonares (SAFDARI e KIM, 2014).

As distribuições nos planos “D” e “E” mostraram praticamente a mesma dispersão, com diferenças nas concentrações locais apresentadas para ambos os PDF. No plano “D”, foi encontrada maior probabilidade em  $r = 0,5$  enquanto no plano “E” foram observados picos em  $r = 0,2$  e  $r = 0,4$  tendo uma queda em  $r = 0,3$  e  $r = 0,6$ .

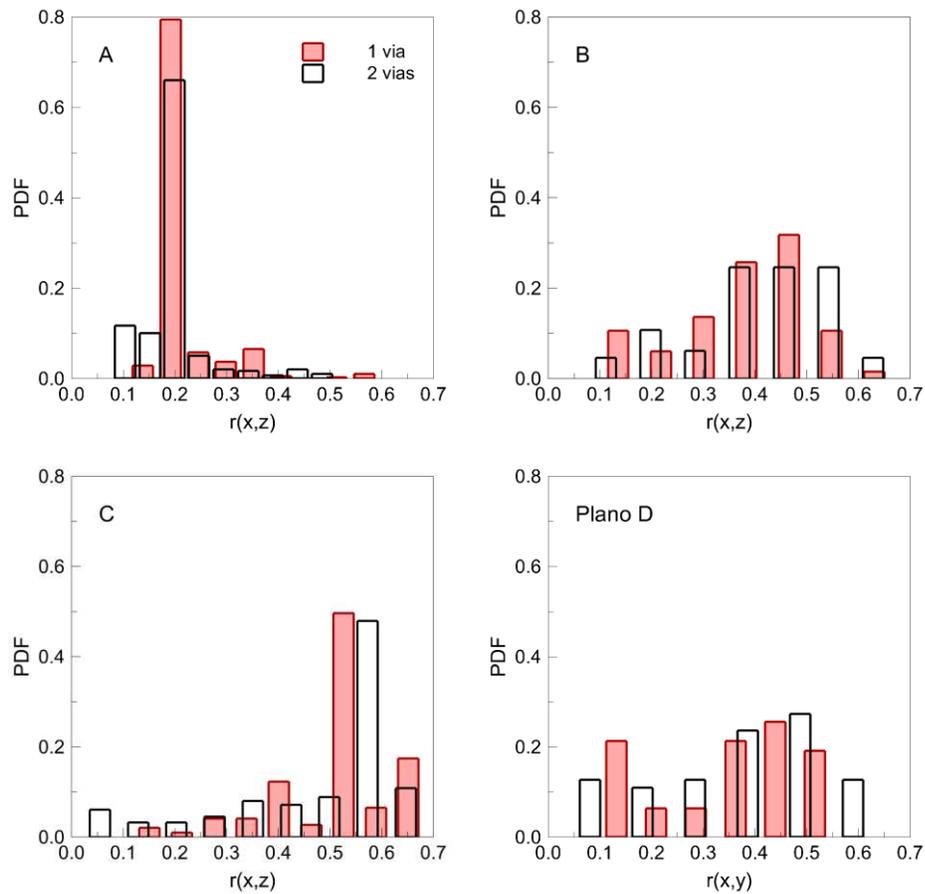
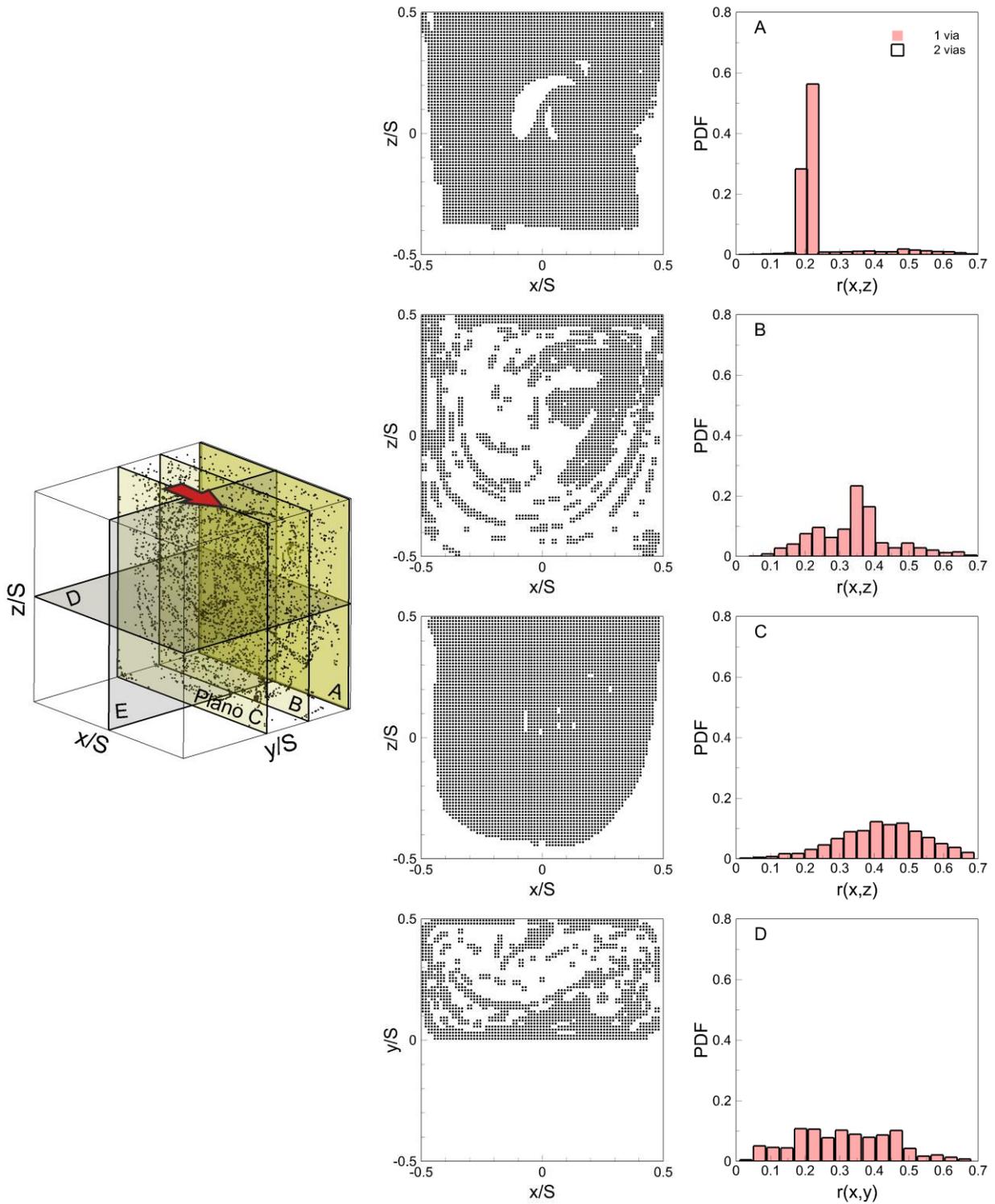


Figura 4.34 – Comparação de Histogramas de distribuição de probabilidades, uma via (vermelho) e duas vias (preto), no instante  $tU/S = 175$ .

O padrão de probabilidades radial foi muito similar nos histogramas para ambos os acoplamentos, mostrados na Figura 4.34, com a diferença de um aumento dos valores de PDF para o acoplamento de 1 via na região de alta probabilidade (com exceção do histograma associado ao plano D). Apesar da distribuição de partículas ser muito semelhante à vista na Figura 4.31, os histogramas revelaram que a concentração de partículas tem diferenças nas posições radiais.

A comparação dos histogramas de perfis de concentração do plano “A”, tem uma diferença média de 69,42%, o que resulta o maior valor de diferença em relação aos outros planos. Foi observado em todos as distribuições que a concentração de partículas começa com alta probabilidade próximo do  $r = 0,1$  para o acoplamento de uma via, em comparação com o acoplamento de segunda via. Embora as curvas de distribuição sejam semelhantes, existem regiões onde a probabilidade de encontrar partículas é não nula para o acoplamento de uma via, enquanto para o acoplamento de duas vias essa probabilidade é zero. Por exemplo, no plano “C”

em  $r = 0,05$  e no plano “D”, onde a probabilidade é significativa para o primeiro acoplamento em  $r = 0,6$ , no entanto, ao calcular a diferença média dos PDFs para este último plano, obtém-se o menor valor (5%).



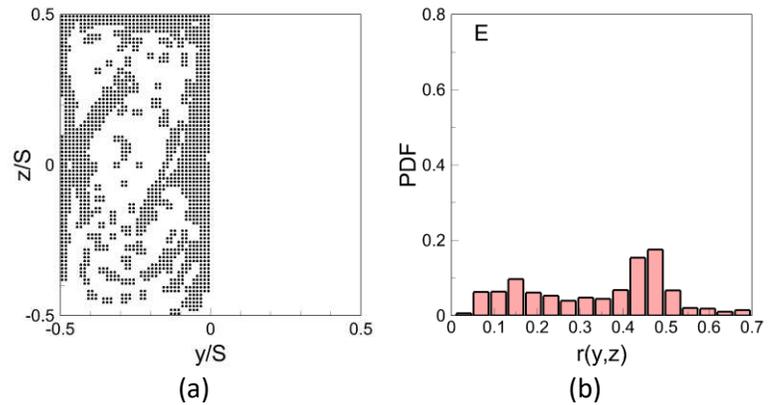


Figura 4.35 – Número de ocorrências acumulada  $tU/S = 0 - 175$  nos acoplamentos de uma e duas vias: a) Distribuição espacial partículas nos planos; b) Histogramas.

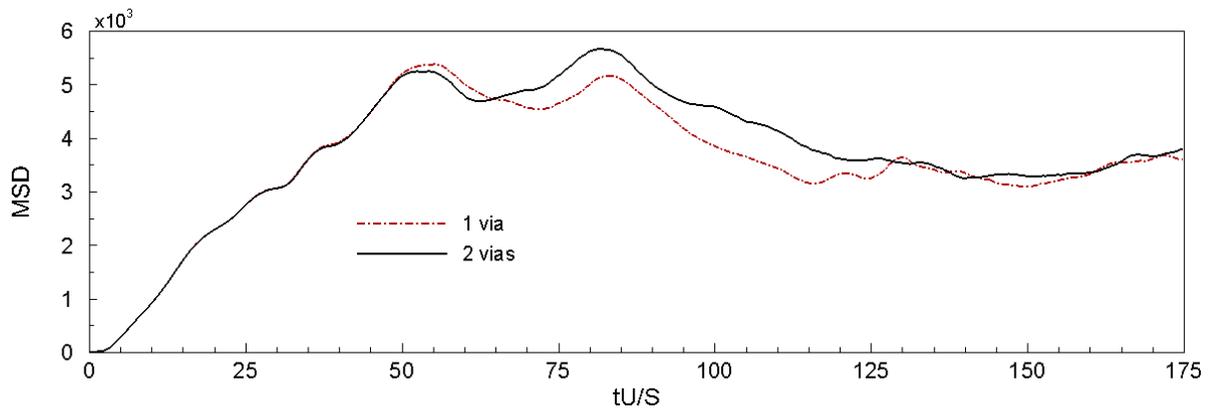


Figura 4.36 – Histórico temporal do MSD para os acoplamentos de uma e duas vias, liberadas em  $tU/S = 0$ .

Uma abordagem adicional para examinar a estatística das distribuições da nuvem de partículas é através das ocorrências acumuladas ao longo do tempo, tal como adotado por Souza, Silva e Utzig (2014). Nesse procedimento, cada partícula foi meticulosamente rastreada e contabilizada em um vetor que se alinha com as dimensões e posições dos volumes diferenciais do domínio euleriano. Portanto, em cada coordenada  $(x, y, z)$  de um determinado volume, é registrado o número de partículas que atravessou essa região ao longo do período de tempo, desde o instante em que começaram a se mover. Assim, registrou-se a média das velocidades das partículas em relação à quantidade de partículas que passou por cada volume de controle.

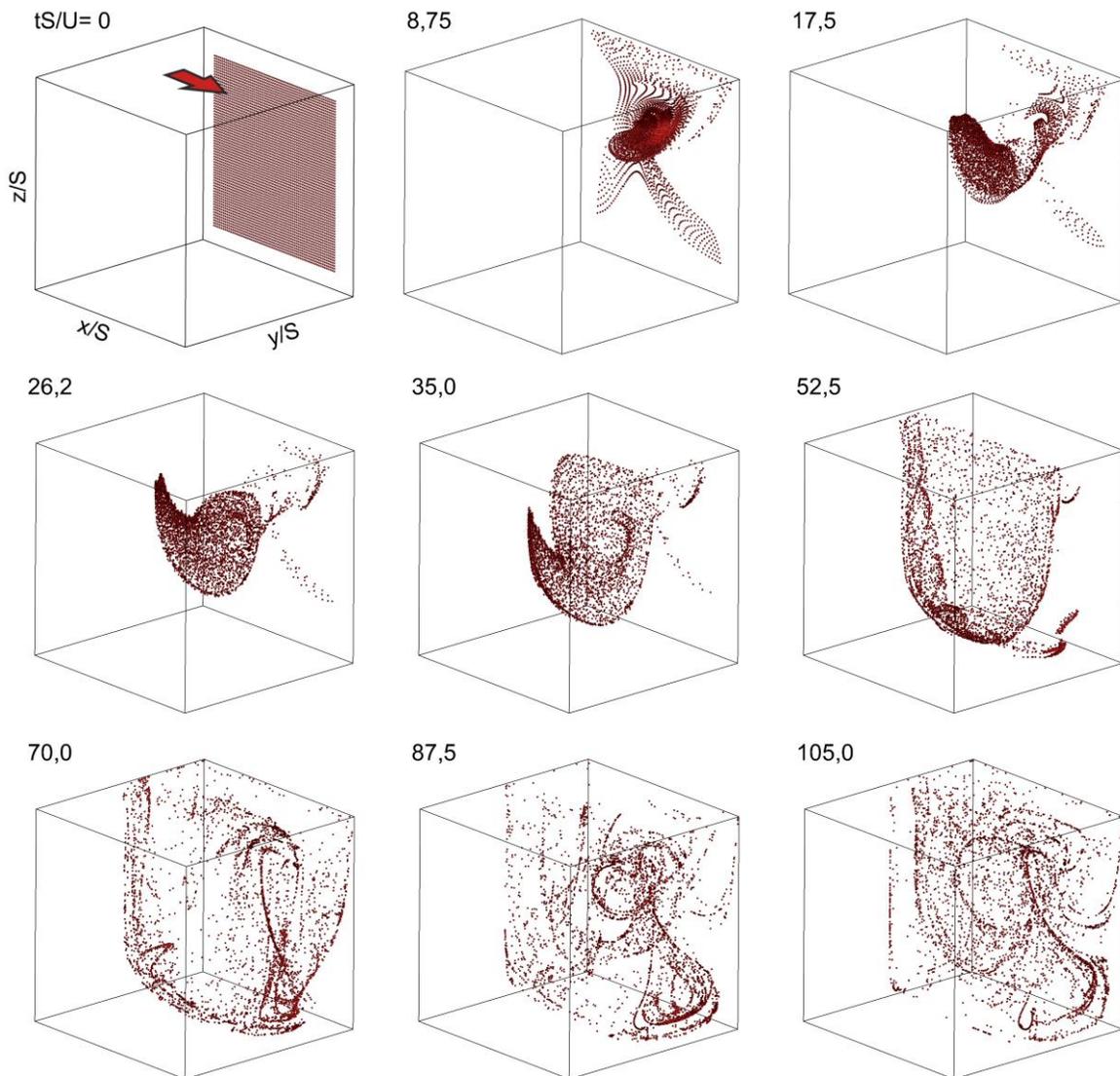


Figura 4.37 – Conjunto de partículas imersas no escoamento na cavidade 3D, para diferentes instantes, liberadas após o desenvolvimento do escoamento (260,5), acoplamento uma via.

Como a quantificação das partículas foi acumulativa ao longo do tempo, é observado que todas elas passaram por todas as regiões coloridas (Figura 4.35), preenchendo a maior parte da metade da cavidade (confirmado na distribuição tridimensional da Figura 4.31 nos instantes finais). Ao comparar os histogramas de função de probabilidades para ambos os acoplamentos foi percebido que as diferenças foram mínimas, nesse sentido foi considerado apenas a distribuição para o acoplamento de duas vias para a análise (Figura 4.35).

Da mesma forma que na PDF para o plano A no instante  $tU/S = 175$ , foi encontrada uma alta probabilidade próximo do valor  $r = 0,2$  o que indica que foi contabilizada uma maior quantidade de partículas perto dessa região ao longo do tempo (Figura 4.35b).

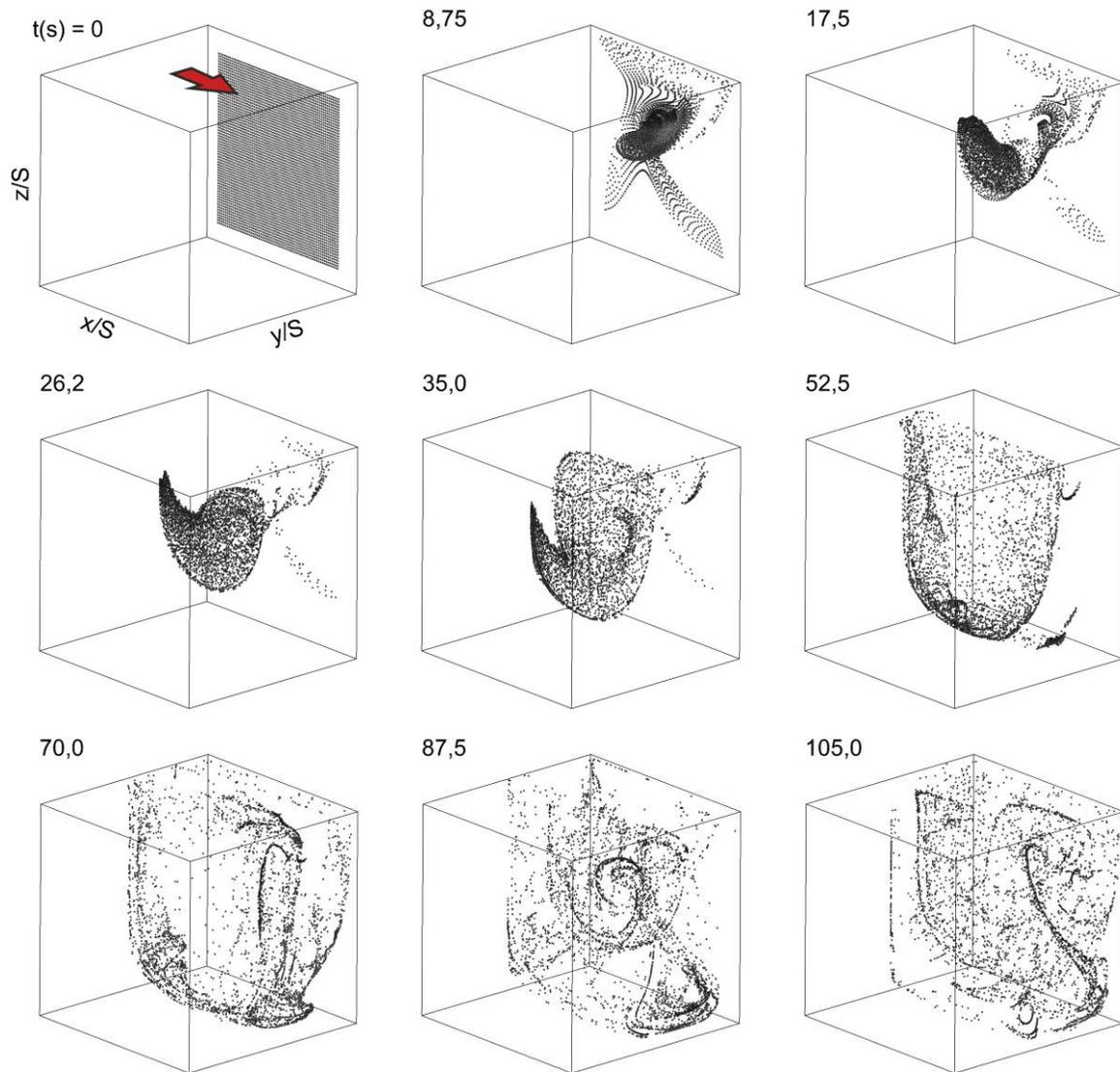


Figura 4.38 – Conjunto de partículas imersas no escoamento na cavidade 3D, para diferentes instantes, liberadas após o desenvolvimento do escoamento (260,5), acoplamento duas vias.

Na distribuição correspondente ao plano “B” percebemos que ao longo do tempo tem regiões que não registram passagem de partículas. O histograma mostra uma PDF maior na posição radial próximo de  $r = 0,35$ . Próximo do plano de simetria (plano C), mostra que as partículas percorreram a maioria da região que abrange o vórtice primário. A gráfica PDF para este plano mostra uma distribuição de probabilidade com um comportamento mais normal, evidenciando uma maior probabilidade próximo dos valores de  $r = 0,4$  e  $0,5$ .

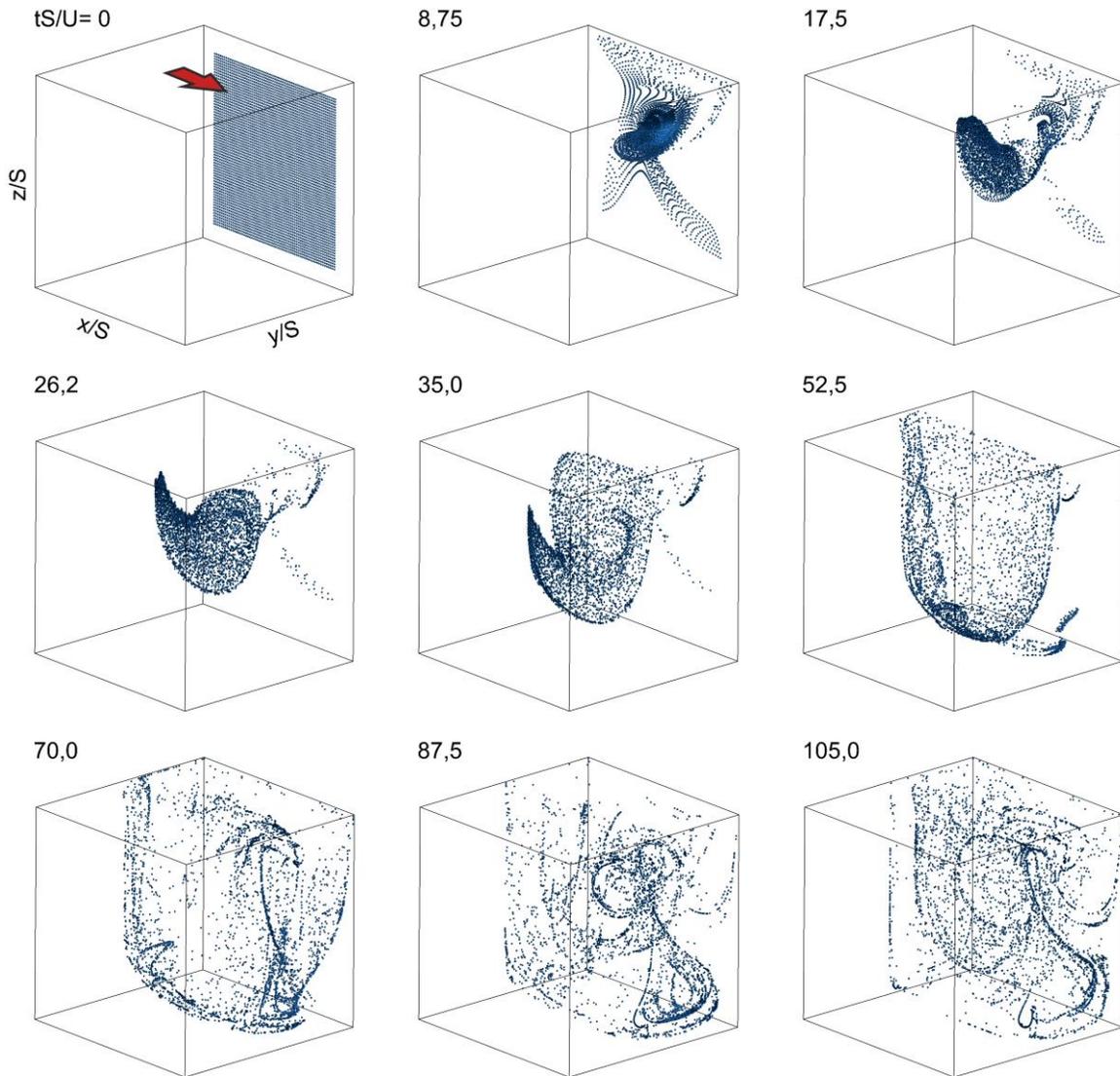


Figura 4.39 – Conjunto de partículas imersas no escoamento na cavidade 3D, para diferentes instantes liberadas após o desenvolvimento do escoamento (260,5), acoplamento uma via VESFI.

Ao igual que a distribuição espacial das partículas no plano B, nos planos “D” e “E” tem regiões onde as partículas não registram passagem ao longo do tempo. Os gráficos PDF mostram probabilidades de encontrar mais partículas próximo dos valores de PDF = 0,125 e 0,25.

O deslocamento quadrático médio quantifica o comportamento (KOSINSKI, KOSINSKA e HOFFMANN, 2009) ou dispersão das partículas ao longo do tempo, como mostra a Eq. (4.6):

$$MSD(t) = \frac{1}{N} \sum [(x_{ki}(t) - x_{k0i})^2 + (y_{ki}(t) - y_{k0i})^2 + (z_{ki}(t) - z_{k0i})^2] , \quad (4.6)$$

onde a  $i$ -ésima partícula está na posição  $x_{ki}(t)$ ,  $y_{ki}(t)$ ,  $z_{ki}(t)$  no tempo  $t$  e  $x_{k0i}$ ,  $y_{k0i}$ ,  $z_{k0i}$  está na posição inicial.

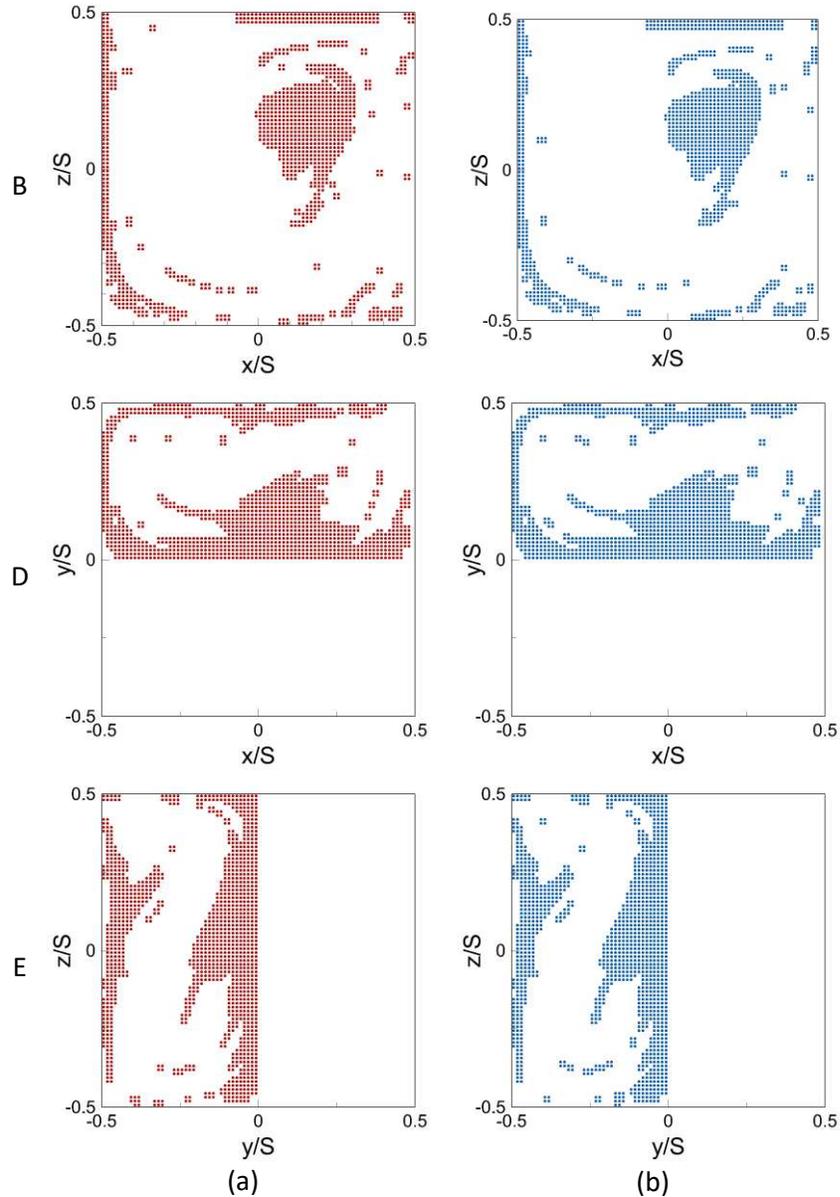


Figura 4.40 – Distribuição espacial das partículas nos planos B, D e E, para as partículas liberadas após escoamento desenvolvido no acoplamento uma via: (a) 1 via; (b) 1 via VESFI.

O MSD calculado para a nuvem de partículas liberadas no instante  $t = 0$ , para os ambos os acoplamentos é apresentado na Figura 4.36. Observa-se que os sinais de MSD seguem a mesma trajetória até  $tU/S = 47,2$ ; após esse momento, os sinais se separam. Em outras palavras, nos instantes iniciais, todas as partículas seguem trajetórias idênticas, o que indica que a influência da força das partículas no escoamento pode ser considerada desprezível. Nos

instantes próximos a  $tU/S = 52,5$  (Figura 4.31), a maioria das partículas se aproximou do plano de simetria  $y/S = 0,5$ . Isso resultou no máximo pico no gráfico MSD (para primeira via) no instante  $tU/S = 55,25$ . Na segunda via, foi observado um pico menor.

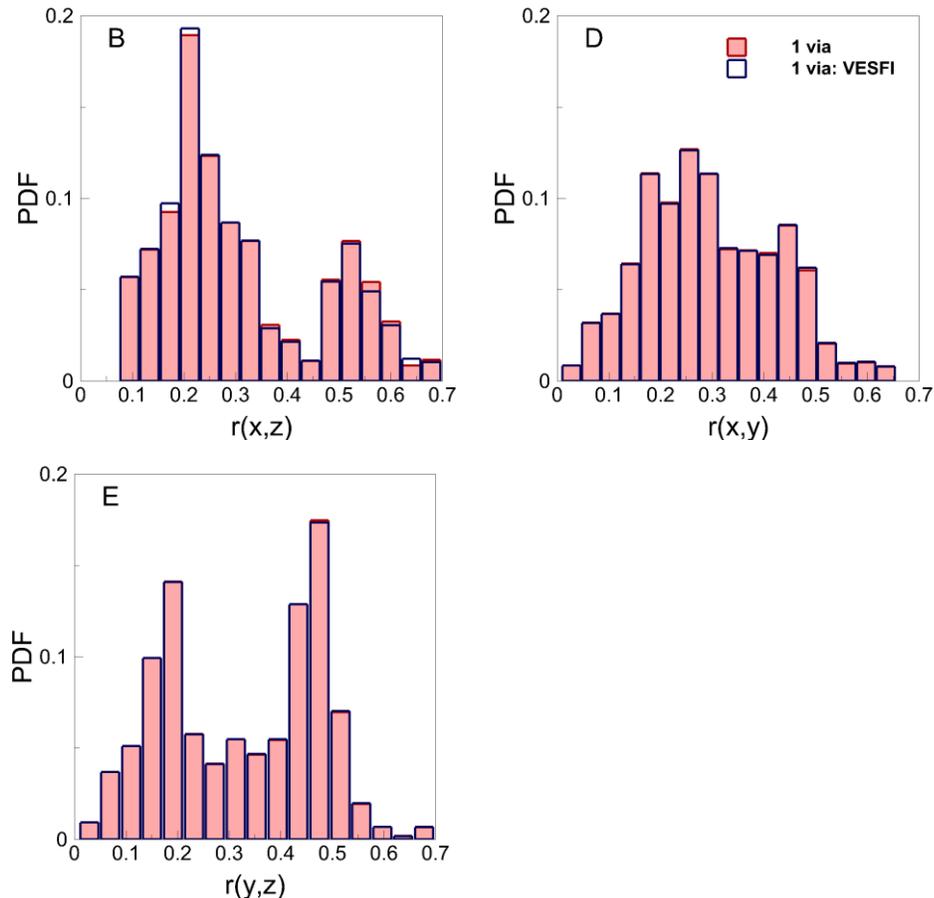
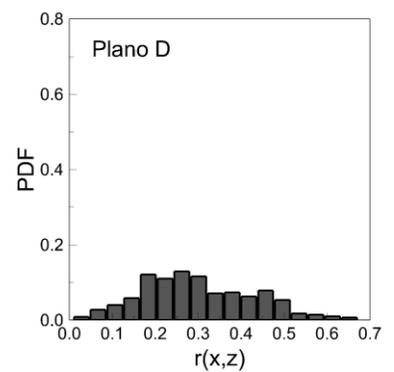
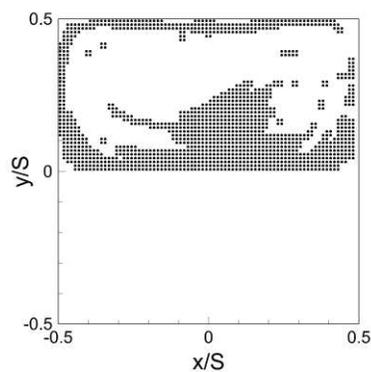
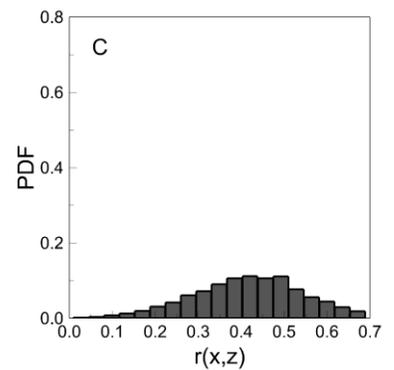
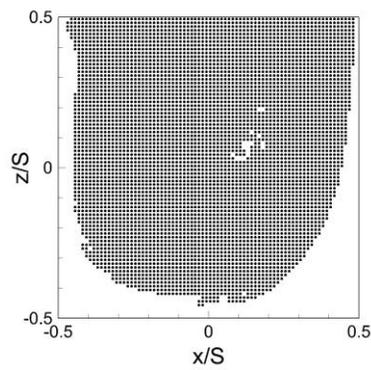
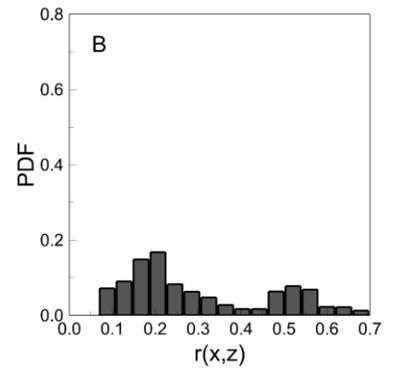
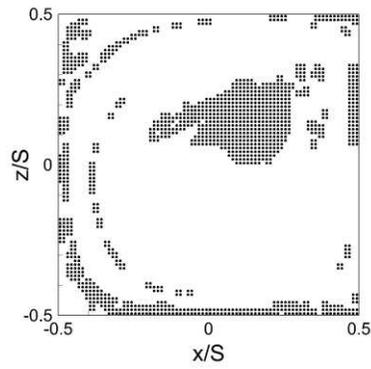
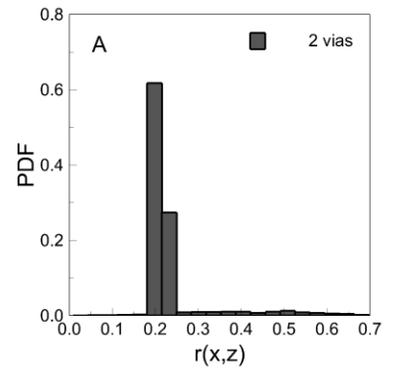
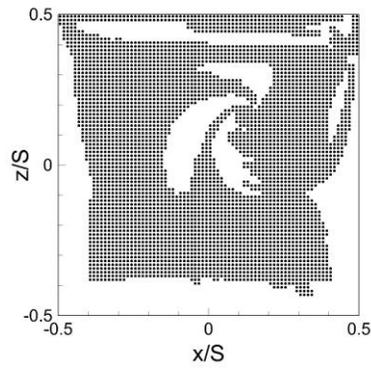
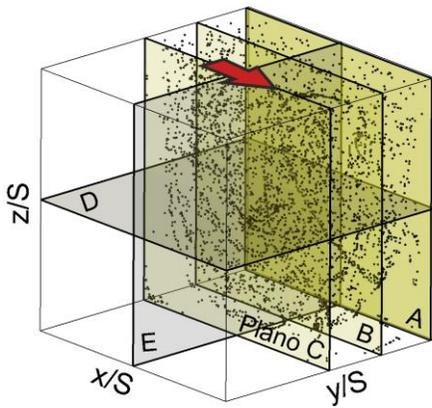


Figura 4.41 – Histograma da distribuição das partículas nos planos  $y/s= 0.0765625$ ,  $z/S=0.49375$  e  $x/S=0.49375$ . Partículas liberadas após  $tU/S = 260,5$ , acoplamento de uma via e uma via VESFI.

Quanto o acoplamento de primeira via, as partículas atingiram o deslocamento quadrático médio máximo em um instante anterior, enquanto para o acoplamento de duas vias esse valor foi alcançado em instante  $tU/S = 81,5$ . Posteriormente, os valores de MSD oscilam em torno do valor 0,0033 a partir de  $tU/S = 130$ , o que define o comportamento típico de partículas confinadas em um domínio cúbico.

É relevante mencionar que os intervalos em que os valores MSD permanecem próximos, em média, indicam que a nuvem de partículas está distribuída de forma mais uniforme em toda a região da metade da cavidade. Esta informação é de extrema importância em uma ampla gama de sistemas industriais, tais como tanques misturadores, agitadores industriais, misturadores em vórtice, emulsificadores, entre outros.



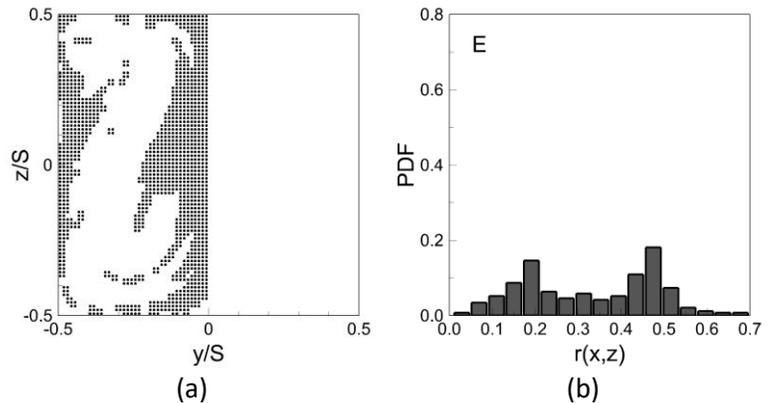


Figura 4.42 – Partículas liberadas após  $tU/S = 260,5$ , acoplamento 2 vias. a) Distribuição espacial das partículas no plano  $y/s = 0.0765625$ ,  $z/S = 0.49375$  e  $x/S = 0.49375$ . b) Histograma da distribuição das partículas nos planos correspondentes.

A nuvem de partículas também foi liberada após o desenvolvimento do escoamento ( $tU/s = 260,5$ ), para ambos os acoplamentos (casos CP 2.1 e CP 2.2), e alguns instantes são mostrados nas Figura 4.37 e Figura 4.38. Para fins comparativos, o tempo inicial foi manipulado e colocado como  $tU/S = 0$  nos casos mencionados. Por outro lado, foi proposto o caso do transporte de partículas utilizando o campo de velocidade estacionário com solução fluidodinâmica interrompida (caso CP 2.3), para comparar os resultados com o caso CP 2.2.

Uma análise qualitativa mostra comportamento dinâmico muito semelhante das Figura 4.37-Figura 4.39, no entanto se comparamos com a distribuição espacial tridimensional das partículas que foram liberadas desde  $tU/S = 0$ , ou seja os casos CP 1.1 e 1.2 (Figura 4.31), nos primeiros instantes até próximos de  $tU/S = 35$ , a distribuição qualitativa tem uma diferença significativa. Isto é devido às regiões no processo de desenvolvimento do escoamento nos primeiros instantes onde as partículas têm menor movimento, com a diferença que no escoamento desenvolvido, as partículas começam se movimentar mais rapidamente, pois as estruturas já estão definidas.

A Figura 4.40 mostra as distribuições bidimensionais das partículas nos planos B, D e E no acoplamento de 1 via e o caso 1 via VESFI. Observa-se que para ambos os casos, as distribuições são semelhantes, no entanto existem pequenas diferenças locais em algumas regiões. O plano B para ambos os casos, mostra um registro de partículas próximo do centro na formação do vórtice primário, além de regiões nas partes externas do vórtice, isto devido que as partículas descrevem uma trajetória espiral-helicoidal, deixando sem registro em algumas zonas.

As distribuições nos planos D e E, é observado um maior registro de partículas próximo das paredes da cavidade, indicando a influência da força centrífuga originado pelo vórtice primário e as regiões de entrada e saída para as correntes interna e externa. Ao observar a comparação

dos histogramas de função de probabilidade para ambos os casos, encontrasse uma similitude significativa para todos os planos. A PDF do plano B apresenta pequenas diferenças em algumas posições radiais.

Para contabilizar melhor essas disparidades, foi calculado a diferença média entre ambos os casos, dando um valor de 0,17%. Os valores correspondentes para os histogramas associados aos planos D e E foram de 0,04% e 0,02% respectivamente. Portanto, considerando a análise dos resultados, pode-se dizer que, estatisticamente os resultados são semelhantes.

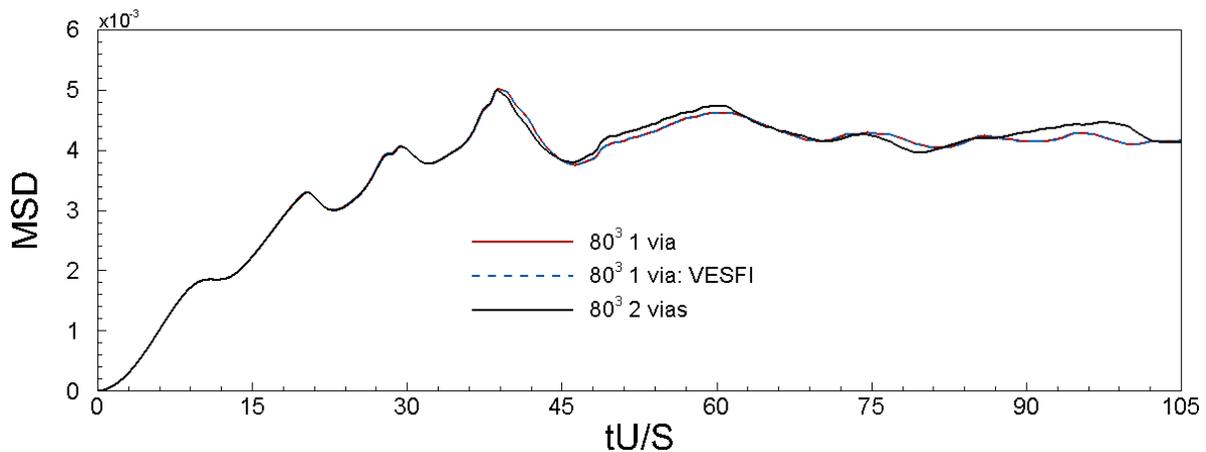


Figura 4.43 – Histórico do deslocamento quadrático médio, nuvem de partículas liberadas após  $tU/S = 260,5$  do escoamento desenvolvido.

Gráficas de distribuições bidimensionais das partículas com histogramas PDF associados aos diferentes planos extraídos (posições detalhas na Tabela 4.5), para acoplamento de duas vias, são mostrados na Figura 4.42. O registro acumulado de ocorrências, mostra que a distribuição no plano A, evidencia um desenho parecido com o início da liberação da nuvem de partículas, com algumas regiões sem pouco preenchimento na parte centro-superior. De igual forma que no histograma associado ao plano A da Figura 4.35, tem uma maior probabilidade de encontrar partículas próximo da posição radial de  $r = 0,2$ .

Do ponto de vista estatístico, os gráficos PDF nos planos C, D e E (Figura 4.42b), exibem um comportamento similar em comparação como os mesmos planos da Figura 4.35b, que representam partículas liberadas em um fluido em repouso. No entanto, a distribuição de probabilidades associada ao plano B apresenta diferenças significativas em termos de posições de alta probabilidade. Outras disparidades podem ser observadas nas distribuições espaciais relativas aos planos B, D e E (Figura 4.42a), em comparação com os planos correspondentes da

Figura 4.35a, sendo que, nas regiões onde não foram registradas partículas (Figura 4.42a), existem registros locais delas (Figura 4.35a).

Os sinais MSD da nuvem de partículas liberada após o desenvolvimento do escoamento, para ambos os acoplamentos, além do cenário VESFI, são mostrados na Figura 4.43. É evidente que os valores de MSD do caso 1 via VESFI tem diferenças desprezíveis com relação ao caso de acoplamento de uma via quando a solução fluidodinâmica é continuada ao longo do tempo. Para ambos os acoplamentos, os sinais MSD seguem quase o mesmo trajeto até próximo de  $tU/S = 38,6$ , após esse instante, os sinais se separam. Este instante está associado com a zona de maior valor de MSD, sendo  $MSD = 0,005$  e  $0,00498$  para o acoplamento de uma via e duas vias, respectivamente. Instantes posteriores ambos os sinais oscilam no valor de  $MSD = 4,13$ .

Tabela 4.7. Custo computacional dos casos CP2.

Caso	segundos	horas
CP 2.1	450075,00	125,02
CP 2.2	450023,00	125,01
CP 2.3	18806,00	5,22

Na Tabela 4.7 é apresentado o custo computacional em segundos e horas dos casos do conjunto de partículas liberadas após o desenvolvimento do escoamento. Como esperado, o custo computacional do caso considerando só o cálculo do movimento das partículas rígidas, baseado no cenário VESFI, teve o menor custo computacional, sendo 24 vezes menor que os casos em que o campo de velocidades foi calculado ao longo do tempo. Portanto, ao considerar as análises realizadas associadas às Figura 4.40, Figura 4.41 e Figura 4.43, para um enfoque estatístico nos casos de acoplamento de uma via (Tabela 4.7), a comparação dos resultados evidenciou diferenças pouco significativas, tendo o caso VESFI como melhor opção para ter resultados preliminares com um enfoque estatístico.

#### 4.4 ESCOAMENTOS NO FUNDO DE POÇO COM BROCA PDC SIMPLIFICADA

Conforme descrito no modelo físico do problema na seção 3.2, os parâmetros fluidodinâmicos utilizados para a simulação numérica envolvem um fluido de perfuração considerado newtoniano, com viscosidade cinemática de  $\nu = 5 \times 10^{-5} \frac{m^2}{s}$  e massa específica

constante de  $\rho = 1200 \text{ kg/m}^3$ . Essas propriedades do fluido foram obtidas a partir do trabalho de Figueiredo (2014).

Foi adotado um número de Reynolds de  $Re_d = 3500$ , com base no diâmetro de entrada da coluna de perfuração. É pertinente mencionar que o aumento do número de Reynolds implica em um incremento no custo computacional. Dessa forma, a escolha do número de Reynolds foi criteriosa, permitindo um tempo de simulação aceitável dentro do prazo estabelecido para a conclusão deste estudo. Adicionalmente, foram consideradas velocidades de rotação anti-horário na coluna de perfuração. Dependendo da natureza da formação a ser perfurada, sugere-se uma velocidade de rotação conforme indicado na Tabela 2.5. Portanto, neste trabalho, a faixa de rotações considerada variou de 0 - 100 RPM, associada a um sistema real. Ao considerar uma geometria escalada, o número de Taylor foi utilizado como parâmetro adimensional para determinar os valores de rotação com base na distância entre o poço e a coluna de perfuração (*gap*). Esses valores estão detalhados na Tabela 4.8.

Tabela 4.8. Número de Taylor associado à rotação da coluna de perfuração

Taylor	RPM
0	0
267,1	50
534,2	100

Os parâmetros adimensionais que caracterizam a geometria do problema, utilizando as denotações das grandezas descritas na seção 3.2, são os seguintes:  $\frac{D}{d} = 1,56$ ,  $\frac{d_{noz}}{d} = 0,2$ ,  $\frac{d_{bit}}{d} = 1,48$  e  $\frac{L_D}{L_d} = 1,33$ .

A malha euleriana usada foi de 86x86x286 volumes nas direções  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , respectivamente, para o domínio tridimensional de  $0,86m \times 0,860m \times 2,86m$  (conforme ilustrado na Figura 3.4a), resultando em um tamanho de aresta para cada volume de  $dx = dy = dz = 0,01 \text{ m}$ . A malha lagrangiana empregada mantém uma relação de  $ds/dx = 0,88$ .

Após 4 segundos de simulação, período no qual o escoamento atinge seu desenvolvimento, um conjunto de partículas foi liberado em todos os cenários associados aos diferentes números de Taylor. Estas partículas foram posicionadas entre a broca e o fundo de poço, conforme ilustrado na Figura 3.5. O diâmetro das partículas foi estabelecido como  $dp = 1 \times 10^{-3} \text{ m}$  e a relação entre as massas específicas da fase contínua e da fase dispersa calculada como  $(\rho_p - \rho_f)/\rho_f = 1,125\%$ , resultando em um número de Stokes  $St = 0,0059$  (baseado no *gap*). Os coeficientes de restituição normal e tangencial foram determinados como 0,9 e 0,3,

respectivamente. Ademais, os coeficientes de atrito estático e dinâmico utilizados na modelagem da colisão entre partícula e parede foram considerados como 0,5 e 0,4 respectivamente.

Tabela 4.9. Resumo dos casos considerados nesta seção.

Casos	N° Taylor	C(%)	N° partículas	Vias	VESFI
1	0	0,001	8761	1	sim
2	0	0,001	8761	1	não
3	0	0,002	17521	1	sim
4	0	0,003	26282	1	sim
5	0	0,004	35042	1	sim
6	0	0,0045	39423	1	sim
7	0	0,001	8761	2	não
8	0	0,002	17521	2	não
9	0	0,003	26282	2	não
10	0	0,004	35042	2	não
11	0	0,0045	39423	2	não
12	267,1	0,001	8761	1	sim
13	267,1	0,001	8761	2	não
14	267,1	0,002	17521	2	não
15	267,1	0,003	26282	2	não
16	267,1	0,004	35042	2	não
17	267,1	0,0045	39423	2	não
18	534,2	0,001	8761	2	não
19	534,2	0,002	17521	2	não
20	534,2	0,003	26282	2	não
21	534,2	0,004	35042	2	não
22	534,2	0,0045	39423	2	não

Foram empregados os enfoques de acoplamento de uma e duas vias visando uma análise estatística comparativa da distribuição das partículas. No contexto do acoplamento de uma via, adotou-se um cenário denominado VESFI, detalhado na seção 4.3.2. Esse cenário foi concebido para permitir a comparação com aqueles derivados da solução do campo de velocidades continuada para o mesmo acoplamento e avaliar a viabilidade dos resultados estatísticos e o custo computacional associado.

Foram contemplados diversos casos que englobam variações na concentração de partículas, no número de vias de acoplamento e na rotação da coluna de perfuração. Com o intuito de facilitar a referência e a análise desses casos, uma tabela (Tabela 4.9), foi elaborada para compilar todos os cenários investigados no âmbito deste estudo.

#### 4.4.1 Campo de velocidades estacionário com solução fluidodinâmica interrompida

Conforme exposto na seção 4.3.2, a aplicação do cenário de campo de velocidade estacionário com solução fluido interrompida (VESFI) foi possível para o regime laminar, uma vez que nesse contexto o escoamento se mantém em regime permanente. Contudo, nesta seção, o foco está no estudo de um escoamento em regime turbulento, no qual a aplicação do cenário VESFI se mostra restrita, dada a natureza transiente do escoamento turbulento.



Figura 4.44 – Distribuição de partículas no instante 14 segundos,  $C = 0,001\%$  e  $Ta = 0$ : (a) 1 via VESFI; (b) 1 via.

Não obstante, apesar dessa restrição, diversas simulações foram realizadas com o intuito de analisar o comportamento das partículas nessas condições, buscando identificar possíveis semelhanças em relação ao comportamento apresentado em escoamentos transientes.

Na Figura 4.44 ilustra a distribuição das partículas no instante de 14 segundos para os cenários 1 via VESFI e 1 via associados aos casos 1 e 2 da Tabela 4.9, respectivamente, com uma concentração de partículas de  $C = 0,001\%$  e  $Ta = 0$ . Qualitativamente, não é possível observar diferenças claras na distribuição das partículas, portanto, serão conduzidas análises mais detalhadas em relação à fase dispersa.

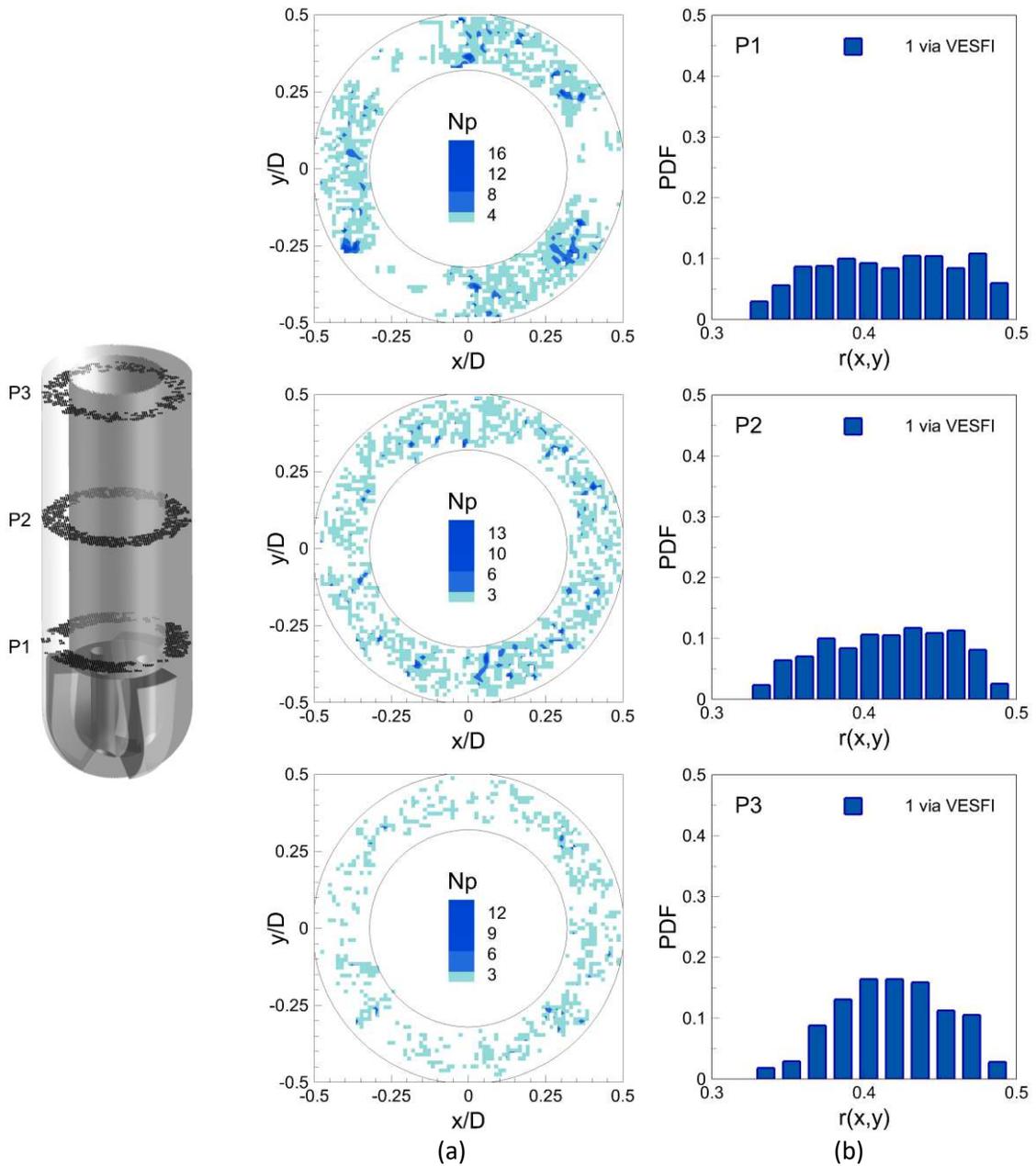


Figura 4.45 – Cenário 1 via VESFI (caso 1),  $Ta = 0$  e  $C = 0,001\%$ : (a) Distribuição de partículas na seção transversal; (b) histograma correspondente a probabilidade  $p(r)$  como uma função do raio.

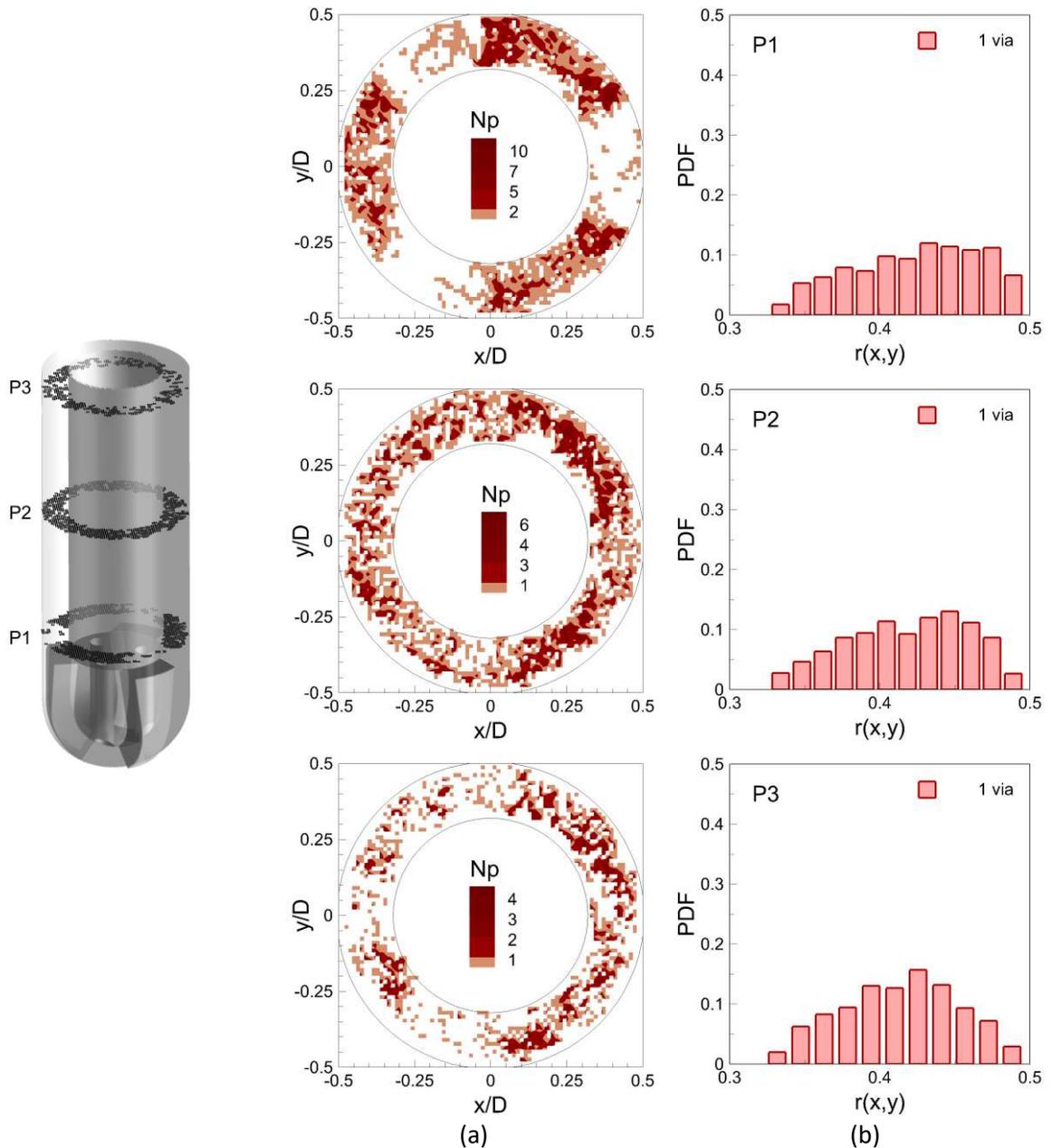


Figura 4.46 – Cenário1 via (caso 2),  $Ta = 0$  e  $C = 0,001\%$ : (a) Distribuição de partículas na seção transversal; (b) histograma correspondente a probabilidade  $p(r)$  como uma função do raio.

Nas Figura 4.45 e Figura 4.46 mostra-se a distribuição espacial acumulada das partículas nos planos P1, P2 e P3. As posições desses planos estão detalhadas na Tabela 4.10 e foram adimensionalizadas tendo como referência o plano de contração localizado na parte superior da broca. Para uma melhor compreensão, é importante considerar o sentido positivo como a direção do escoamento no interior da coluna de perfuração em relação ao eixo z. As posições a montante da contração possuem valores negativos, enquanto as posições a jusante da contração

apresentam valores positivos. Todas as posições foram adimensionalizadas com base no diâmetro de entrada da coluna de perfuração “d”.

Os histogramas de função de probabilidade radial são apresentados ao lado de cada distribuição. Após 14 segundos de simulação, a distribuição acumulada de partículas para ambos os casos, 1 via VESFI (caso 1) e 1 via (caso 2) revela a presença de regiões vazias nos planos P1 (que indica a posição das pás). Isso sugere que as partículas percorreram os espaços entre as pás da broca. Nota-se que, no caso 1 via VESFI há uma menor ocupação na região anular em comparação com o caso 1 via. Essa diferença decorre do fato de que no primeiro caso as partículas foram distribuídas em uma gama mais ampla de regiões no *gap*.

Tabela 4.10. Posição de planos extraídos para análise PDF relacionado com o problema do fundo de poço e broca PDC simplificada.

Plano	Posição
P1	$z/d = -0,2$
P2	$z/d = -1,43$
P3	$z/d = -2,86$

Além disso, foi registrado uma menor quantidade de partículas, como detalhado na Tabela 4.11. Certamente as mudanças ao longo do tempo do escoamento são as responsáveis de transportar maior quantidade de partículas. Quanto aos gráficos da função densidade de probabilidade para ambos os casos, observa-se um padrão semelhante após as partículas terem atravessado a região próxima da broca.

Tabela 4.11. Número de partículas nos planos P1 a P3 para os cenários 1 via VESFI e 1 via associado aos casos 1 e 2.

caso	P1	P2	P3
1 via VESFI	1999	1564	713
1 via	2395	1823	963

Na Figura 4.47 são contrastados os sinais MSD para os casos 1 via VESFI e 1 via. Ambos os sinais apresentam uma tendência crescente, um comportamento típico de um escoamento não confinado. Apesar da aplicação equivalente do acoplamento para ambos os casos, é evidenciado uma discrepância entre os cenários 1 via VESFI e 1 via, como consequência da diferença do número de partículas transportadas. Em um escoamento laminar, as discrepâncias entre esses sinais (para ambos os cenários) são insignificantes, conforme demonstrado na Figura

4.42 da seção 4.3.2, no entanto, no contexto de escoamento turbulento, tais discrepâncias não podem ser descartadas.

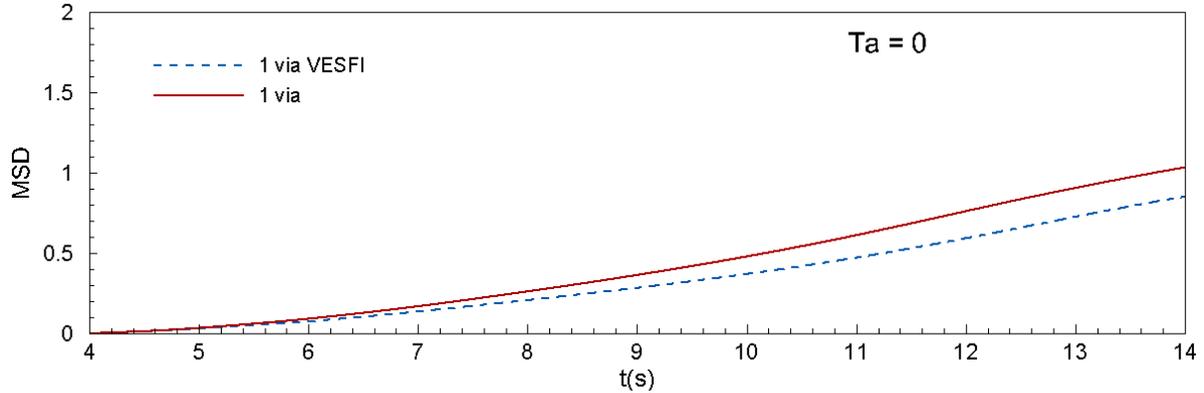


Figura 4.47 – Histórico temporal do MSD para os cenários 1 via VESFI (caso 1) e 1 via (caso 2) para  $C = 0,001\%$ .

#### Influência da concentração das partículas

Foi realizado um estudo variando o número de partículas no contexto do cenário VESFI e  $Ta = 0$  (casos 1, 3-6 da Tabela 4.9). Para as diferentes concentrações designaremos como “C”, onde C1 representa a menor concentração ( $C1 = 0,001\%$ ), enquanto C5 caracteriza o caso de maior concentração de partículas ( $C5 = 0,0045\%$ ).

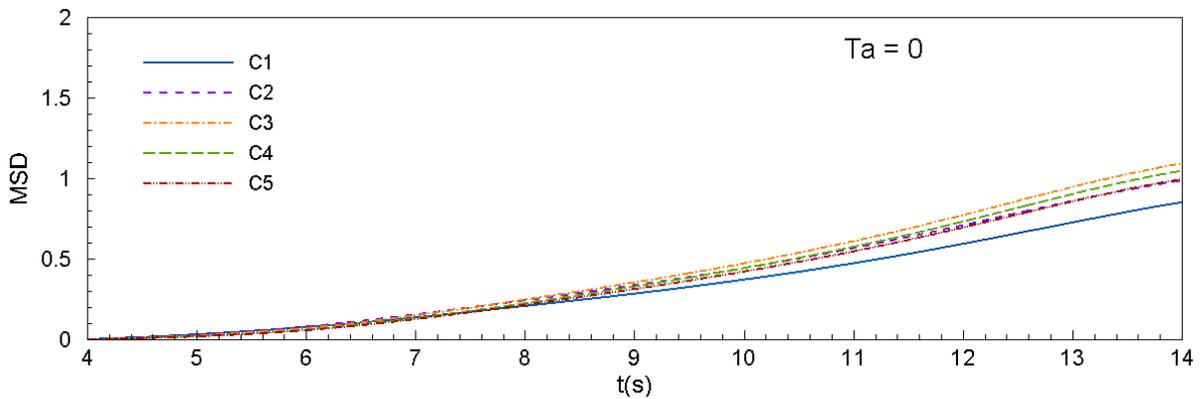


Figura 4.48 – Histórico temporal do MSD para as diferentes concentrações associado no cenário VESFI.

Os sinais MSD para os cenários em análise são retratados na Figura 4.48. Esses sinais exibem uma tendência crescente para concentrações C1 a C3, contudo, à medida que a concentração de partículas liberadas aumenta (C4 e C5), os valores de MSD iniciam um declínio.

Esse comportamento está relacionado à maior quantidade de partículas que permanecem retidas no fundo do poço.

É evidente que a quantidade de partículas quantificadas no plano P2 para os casos com o cenário VESFI é significativamente menor do que a quantidade de partículas liberadas inicialmente. Em conformidade com isso, os valores CTR (Eq. (2.8)) mostradas na Tabela 4.12, em média, equivale a aproximadamente 22,5% de eficiência com relação à quantidade de partículas liberadas inicialmente. No entanto, o valor CTR para os casos no cenário onde tem solução fluidodinâmica continuada (duas vias), em média, é de 37,8%. Isso indica que o cálculo do movimento das partículas baseado no cenário VESFI não é recomendado para representar estatisticamente a dinâmica das partículas, quando comparados com o outro cenário.

Tabela 4.12. Comparação da taxa de transporte de partículas, CTR (%).

		$Ta = 0$			$Ta = 267,1$
		1 via VESFI	1 via	2 vias	1 via VESFI
C1	0,001%	17,8518	20,8081	33,3295	22,4746
C2	0,002%	21,3686		35,7228	
C3	0,003%	24,9715		41,5912	
C4	0,004%	24,6989		40,1290	
C5	0,0045%	23,7323		38,2543	

É importante ressaltar que o valor do CTR no caso 1 via VESFI com  $Ta = 267,1$  é maior do que nos casos sem rotação para a mesma fração volumétrica (conforme indicado na Tabela 4.12). Isso pode ser atribuído à presença de uma elevada intensidade turbulenta nas proximidades da broca. Provocado pelo movimento rotativo, levando a um aumento notável no registro da quantidade de partículas no plano P2, e por conseguinte, em uma maior taxa de transporte de partículas.

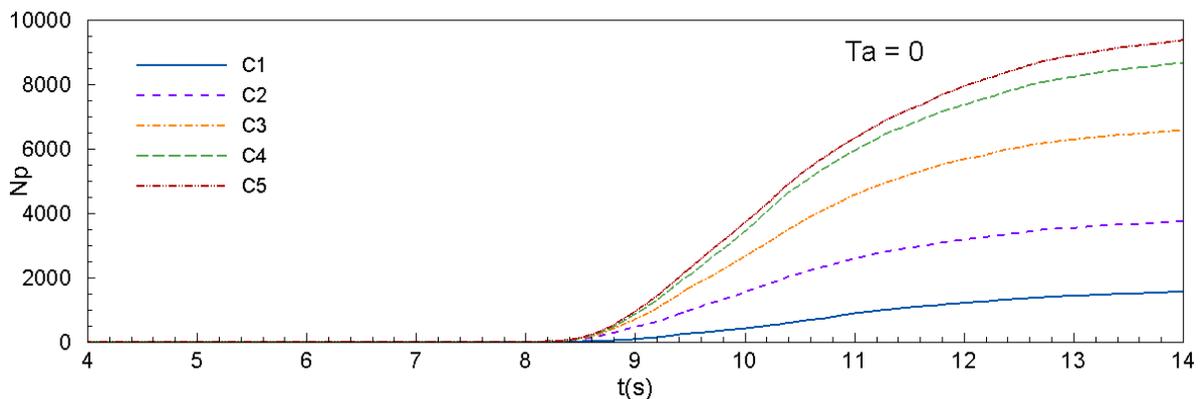


Figura 4.49 – Histórico do número de partículas no plano P2 no cenário VESFI (casos 1, 3 – 6).

A evolução temporal da quantidade de partículas registradas no plano P2 é mostrada na Figura 4.49. A maioria das partículas começa a chegar por volta de 8,5 segundos e a quantidade de partículas registradas aumenta à medida que a concentração aumenta. No entanto, esse aumento não é proporcional quando se alcança uma concentração maior.

Tabela 4.13. Custo computacional em horas para um segundo físico de simulação.

	$Ta = 0$			$Ta = 267,1$
	1 via VESFI	1 via	2 vias	1 via VESFI
C1	39,41	259,10	264,50	35,12
C2	39,37		260,97	
C3	40,35		258,65	
C4	23,54		249,80	
C5	33,93		262,76	

Na Tabela 4.13 são apresentados os valores do tempo (em horas) necessários para simular um segundo físico dos casos 1 via VESFI, 1 via e 2 vias. Ao comparar os casos de 1 via VESFI e 1 via, observa-se que o gasto computacional no cenário 1 via VESFI foi significativamente menor, que no cenário 1 via, este último demorando 6,57 vezes mais do que no outro cenário. Ao comparar os cenários de duas vias em relação ao cenário primeira via VESFI, todos os casos de acoplamento de 2 vias demoraram entre 6,4 e 10,61 vezes mais em relação aos casos com acoplamento de uma via no cenário VESFI.

#### 4.4.2 Comparação dos acoplamentos de uma e duas vias

Embora tenha sido confirmado que a abordagem de duas vias oferece uma representação mais precisa da dinâmica das partículas no problema da cavidade, conforme demonstrado na seção 4.3.1, conduziremos uma análise comparativa entre as abordagens de uma e duas vias, correspondentes aos casos 2 e 7, respectivamente. Os casos mencionados, como é evidenciado na Tabela 4.9, apresentam a mesma configuração em termos de rotação ( $Ta = 0$ ) e concentração de partículas ( $C = 0,001\%$ ).

As iso-superfícies de velocidade na componente axial, capturadas no instante de 14 segundos, para os casos de uma via a duas vias são apresentadas na coluna esquerda da Figura 4.50. Adicionalmente, na coluna direita, apresentam-se planos com linhas de correntes baseadas no campo médio de velocidades. As iso-superfícies em verde representam o sentido positivo do escoamento (direção do escoamento na coluna de perfuração), enquanto a cor azul denota o sentido negativo. Apesar de compartilharem a mesma configuração do problema, destacam-se

notáveis variações locais nas regiões do fundo de poço, conforme evidenciado pelas iso-superfícies em azul, em decorrência da adoção de diferentes abordagens de acoplamento. Em termos do campo médio de velocidades, qualitativamente, as linhas de correntes não apresentam diferenças significativas, visto que as projeções dos vórtices nos planos permanecem nas mesmas posições, mantendo seu tamanho e forma.

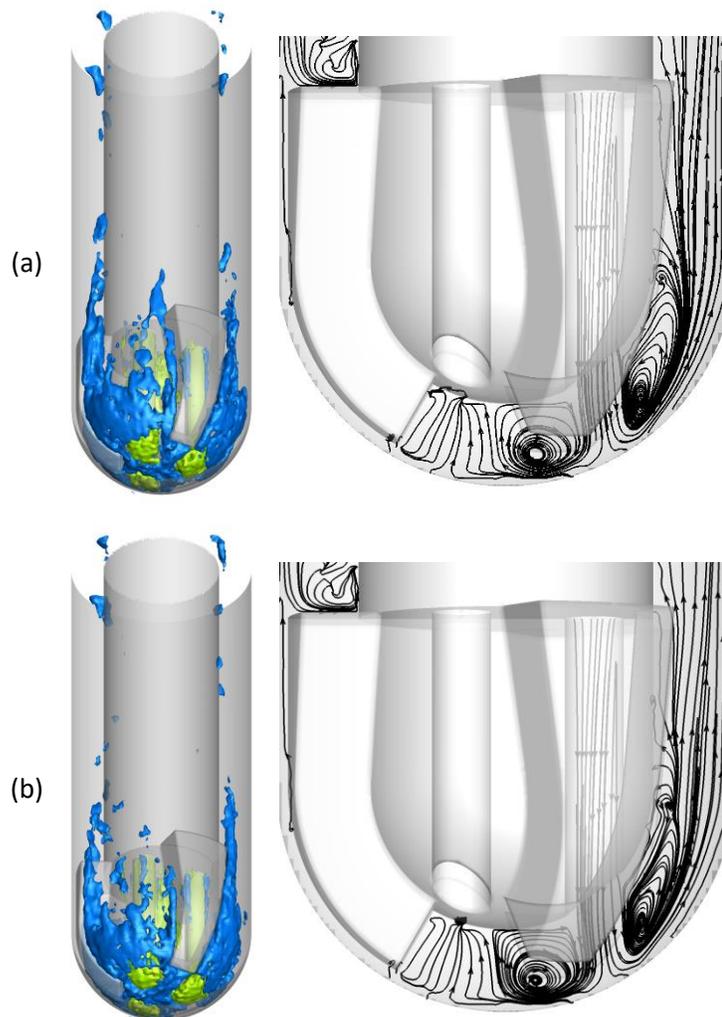


Figura 4.50 – Coluna da esquerda, iso-superfícies de velocidade  $w=0,45\text{m/s}$  e  $w=-0,4\text{m/s}$  (azul) para o instante 14 segundos. Coluna da direita, linhas de corrente baseado no campo médio de velocidades. Casos: (a) uma via; (b) duas vias.

Na Figura 4.51 é apresentada a evolução temporal da distribuição das partículas nos casos mencionados, considerando a concentração C1. Nessa representação gráfica é possível discernir a existência de algumas pequenas áreas no fundo do poço onde não há presença de partículas, coincidindo exatamente com a região de impacto dos jatos. Além disso, é evidenciado um aumento na acumulação de partículas no fundo do poço, uma tendência que é diretamente

proporcional à quantidade de partículas liberadas em cada caso. Na mesma figura, podemos identificar uma notória disparidade na quantidade de partículas no leito do poço entre o esquema de distribuição de partículas do cenário de uma via e duas vias. Essa diferença torna-se evidente a partir de 6 segundos. Esse fenômeno explicita a forma como a alteração local do campo de escoamento, sob a influência das partículas, resulta na falta de retenção das mesmas no fundo do poço. Reforçando esta análise qualitativa, a Tabela 4.14 oferece dados que corroboram um registro mais substancial de partículas no plano P2 para o caso com acoplamento de duas vias, resultando, em uma eficiência maior.

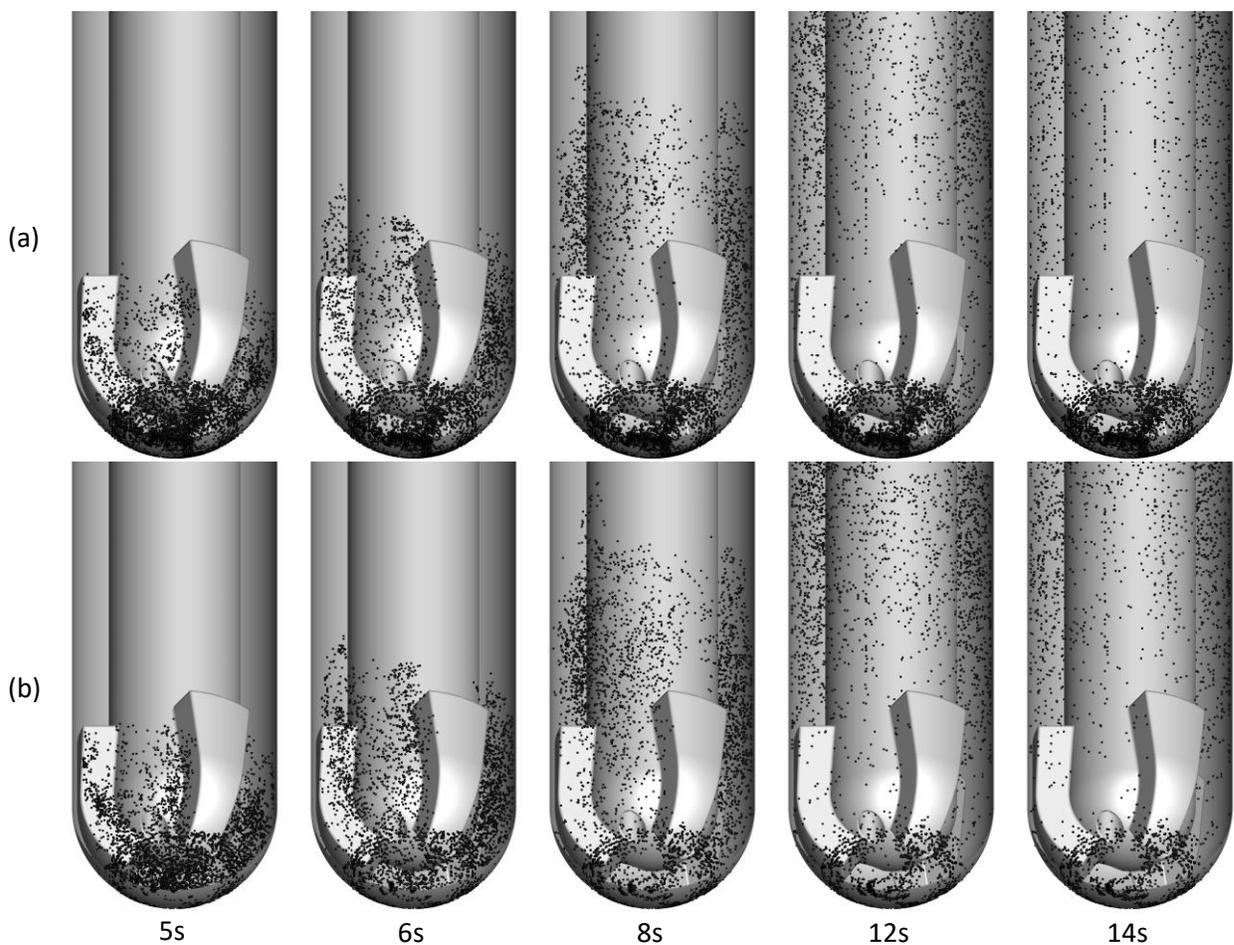


Figura 4.51. Evolução temporal da distribuição das partículas para concentração  $C1$ ,  $Ta = 0$ : (a) uma via; (b) duas vias.

A distribuição acumulada das partículas para os casos de uma e duas vias é exibida na Figura 4.52. Qualitativamente, a distribuição de partículas demonstra uma semelhança nos planos P1 e P2. No entanto, no plano P3, observa-se um preenchimento mais acentuado do espaço na região anular para o acoplamento de duas vias, em comparação com o caso de uma

via. Esse comportamento deriva da maior capacidade de transporte das partículas quando se considera o acoplamento de duas vias.

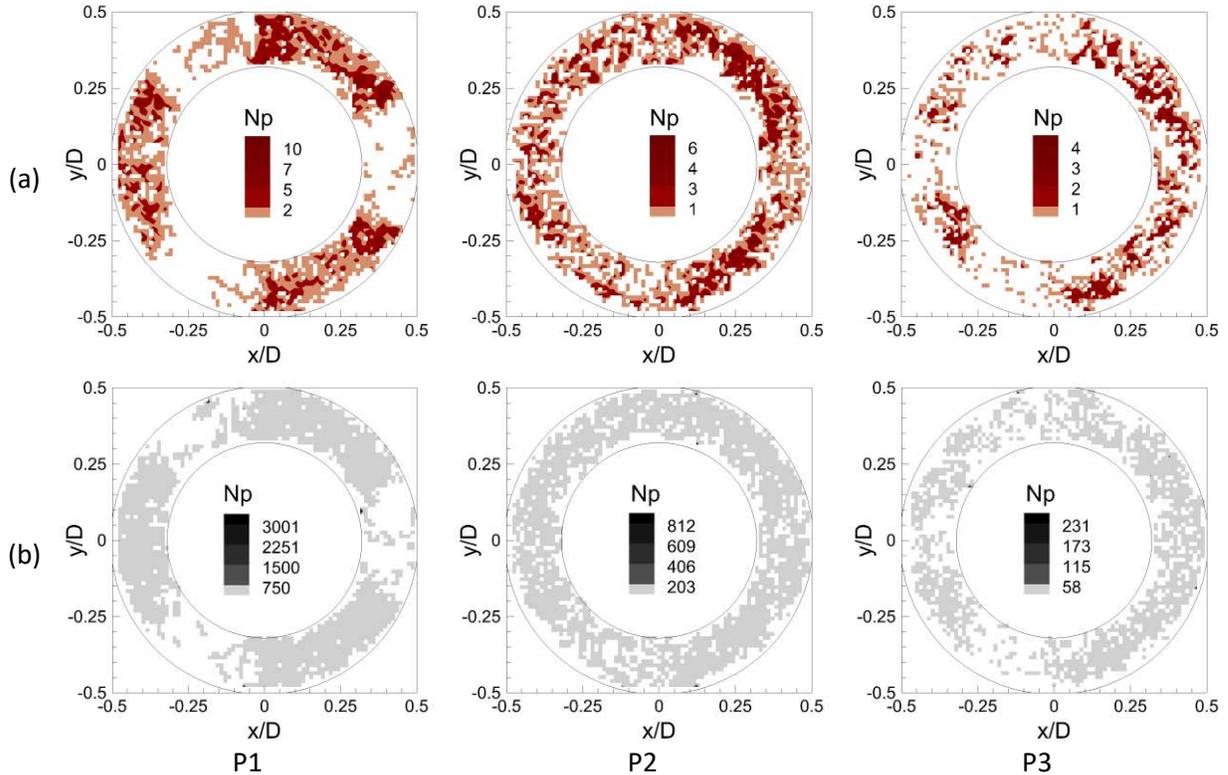


Figura 4.52 – Distribuições acumuladas das partículas nos planos P1, P2 e P3, para concentração C1 e  $Ta = 0$ : (a) uma via; (b) duas vias.

Os histogramas de função de probabilidade para os casos em questão são representados na Figura 4.53, para os planos P1, P2 e P3. Eles revelam uma diferença significativa nas distribuições de probabilidades entre os casos de uma via e duas vias. Nota-se uma probabilidade elevada de encontrar partículas tanto nas proximidades da coluna de perfuração quanto na periferia do poço, conforme indicado pela PDF correspondente ao plano P1 para o acoplamento de duas vias, enquanto não é replicado na PDF associado ao mesmo plano do caso de uma via, onde há uma distribuição normal ao longo da região anular. Similar discrepância é constatada na PDF referente ao plano P2 do caso de duas vias, embora com valores de PDF menos pronunciados.

Tabela 4.14. Quantidade de partículas no plano P2 após o instante 14 segundos.

caso	$N_p$	CTR (%)
Uma via	1823	20,8081
Duas vias	2920	33,3295

Na região próxima do final do domínio (plano P3), a distribuição de probabilidades apresenta uma uniformidade maior para o caso de duas vias, sugerindo uma distribuição mais homogênea no *gap* em comparação com o caso de uma via.

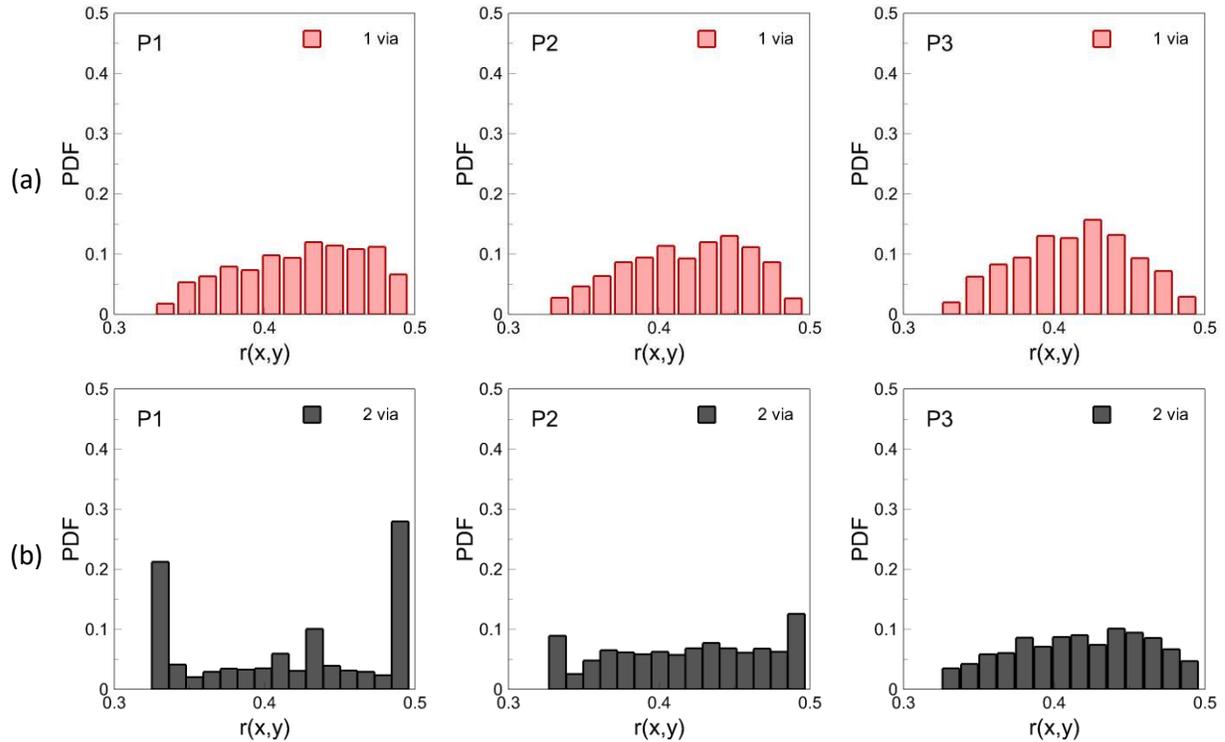


Figura 4.53 – Histogramas de função de densidade de probabilidade em relação ao raio adimensional  $r$ , nos planos P1, P2 e P3, para concentração  $C1$  e  $Ta = 0$ : (a) uma via; (b) duas vias.

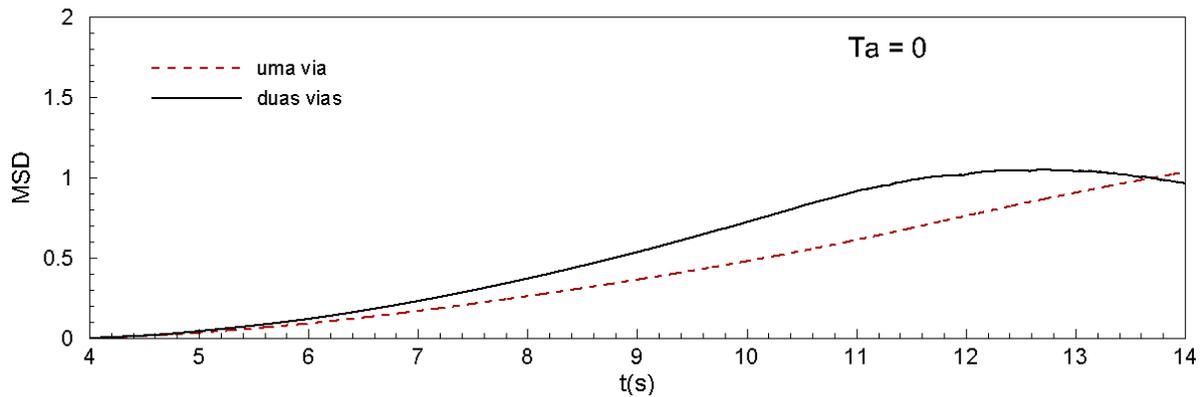


Figura 4.54 – Histórico temporal do MSD para uma via e duas vias para  $C = 0,001\%$ .

A Figura 4.54 apresenta os valores do MSD ao longo do tempo para os casos de uma via e duas vias. Os resultados indicam um aumento nos valores de MSD para o de duas vias que sugere que os efeitos locais das partículas sobre o escoamento alteram o comportamento do

mesmo, modificando os padrões de transporte (conforme detalhado na Figura 4.50) e, conseqüentemente, influenciam na velocidade das partículas e na direção de seu deslocamento. Esse fenômeno contribui para a liberação das partículas que, de outra forma, ficariam retidas no fundo do poço. Essa liberação resulta em um afastamento maior das partículas de suas posições iniciais, que por sua vez, contribui para o aumento dos valores de MSD.

#### 4.4.3 Fundo de poço com acoplamento de duas vias

A rotação da coluna de perfuração exerce uma influência significativa sobre o campo de velocidade do escoamento e, por conseguinte, sobre a fase dispersa que abrange as partículas em suspensão. Dado este contexto, será conduzida uma análise específica focalizada nos casos 7 a 22, como indicados na Tabela 4.9. Estes casos englobam variações na rotação da coluna de perfuração com números de Taylor variando entre 0 e 534,6 (Tabela 4.8). Além disso, mudanças na fração volumétrica das partículas, variando entre  $C = 0,001\%$  e  $0,0045\%$ .

##### 4.4.3.1 Fase contínua

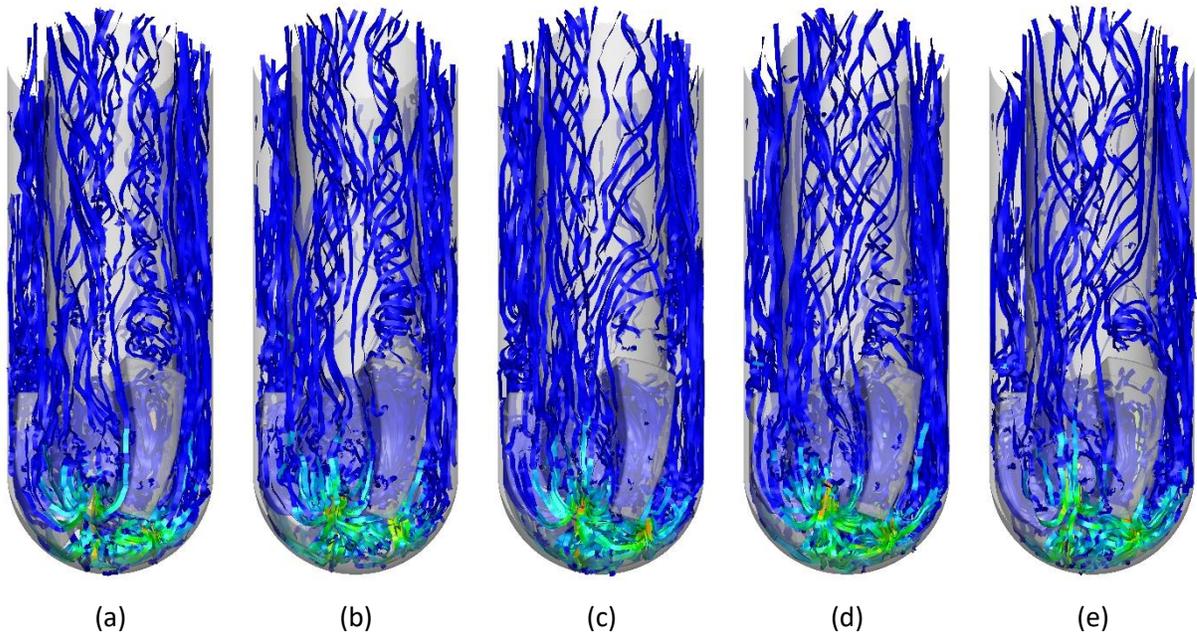


Figura 4.55 – Linhas de corrente para  $Ta = 0$ , no instante de 14 segundos, para as concentrações: (a) C1; (b) C2; (c) C3; (d) C4; (e) C5.

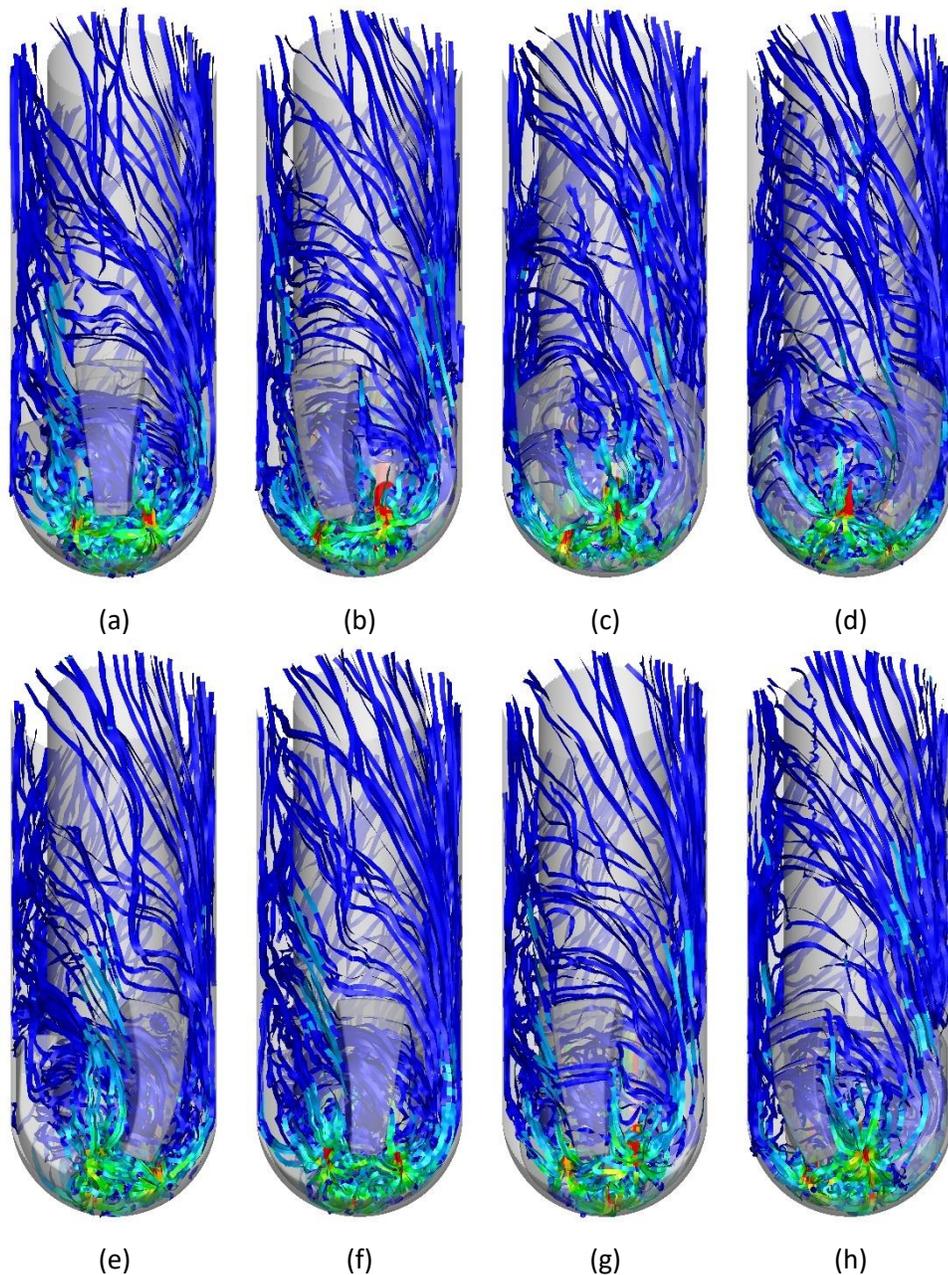


Figura 4.56 – Evolução temporal dos escoamentos,  $Ta = 267,1$  e C5. Instantes: (a) 7s; (b) 8s; (c) 9s; (d) 10s; (e) 11s; (f) 12s; (g) 13s; (h) 14s.

As Figura 4.55, Figura 4.56 e Figura 4.57 ilustram escoamentos turbulentos com diferentes níveis de rotação da coluna de perfuração, correspondentes a valores de  $Ta = 0$ , 267,1 e 534,6, respectivamente. As linhas de corrente representadas pelas fitas (ribbons) que descrevem os escoamentos são coloridas de acordo com o módulo da velocidade. Devido à menor área de passagem do escoamento pelos bocais da broca, as linhas de corrente são coloridas com o maior valor do módulo de velocidade (vermelho). Na representação da Figura

4.55, considera-se o instante de 14 segundos para cada caso de concentração de material particulado, em quanto nas Figura 4.56 e Figura 4.57 o intervalo de tempo entre 7 e 14 segundos corresponde à maior concentração (C5).

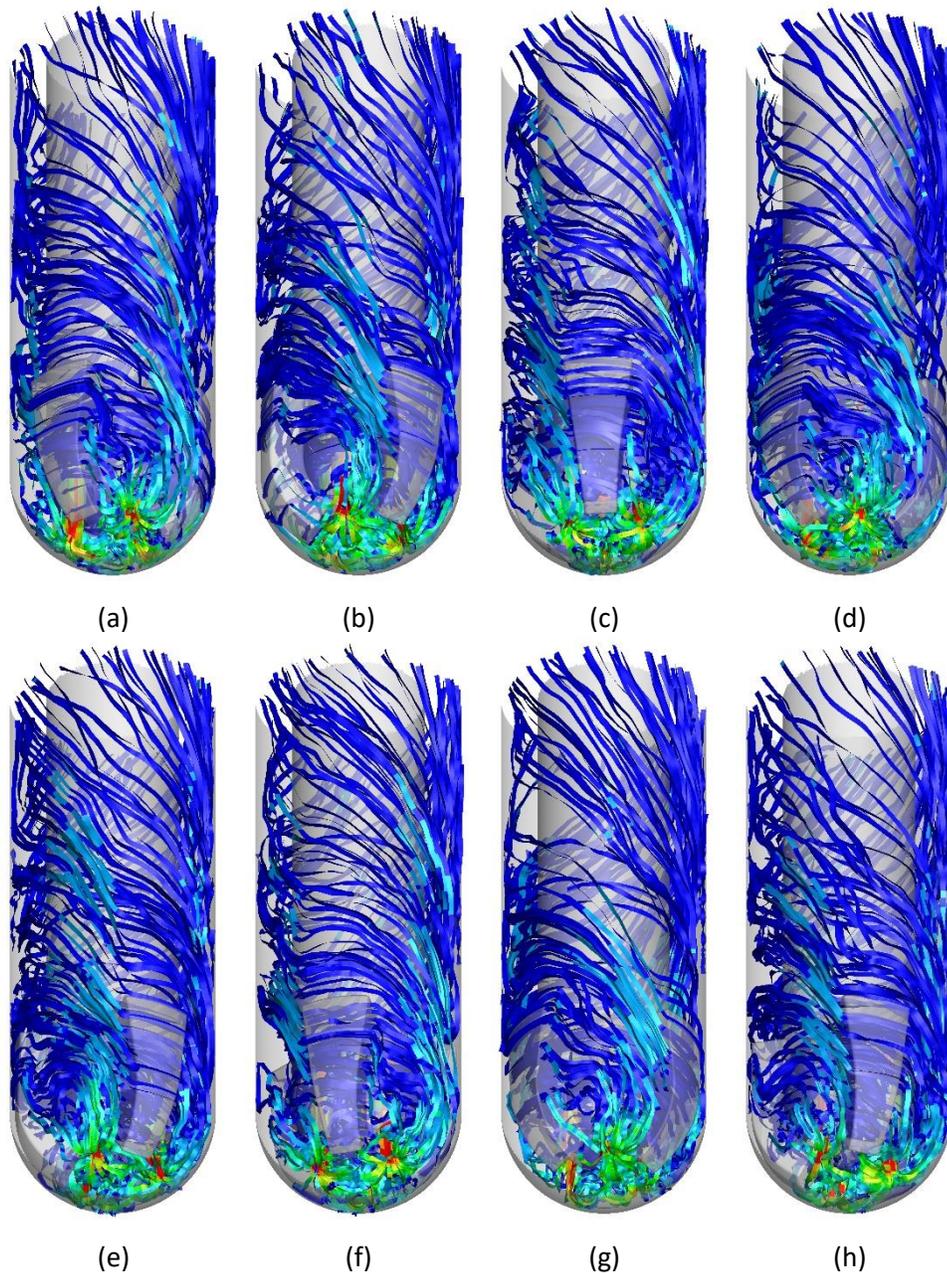


Figura 4.57 – Evolução temporal dos escoamentos,  $Ta = 534,2$  e C5. Instantes: (a) 7s; (b) 8s; (c) 9s; (d) 10s; (e) 11s; (f) 12s; (g) 13s; (h) 14s.

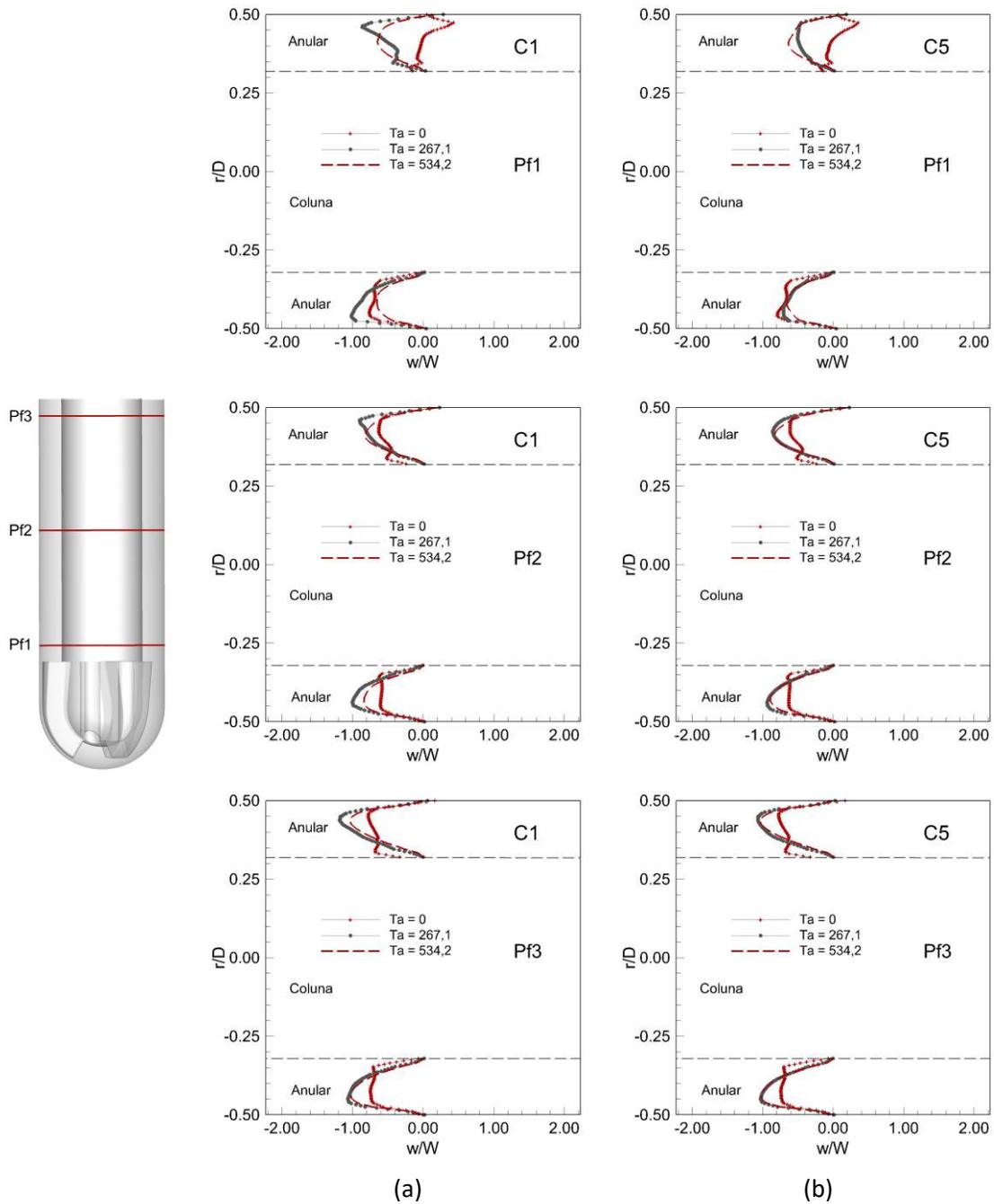


Figura 4.58 – Perfis de velocidade média na componente axial adimensional  $w/W$ , para os diferentes números de Taylor 0, 267,1 e 534,2: (a) C1; (b) C5.

Ao analisar a Figura 4.55 e avaliar qualitativamente o padrão dos escoamentos na direção axial, em todos os casos, não mostram diferenças significativas. É notável que a aparição de um vórtice na parte posterior da pá da broca é comum entre os diferentes casos, como detalhado pelas linhas de corrente em azul.

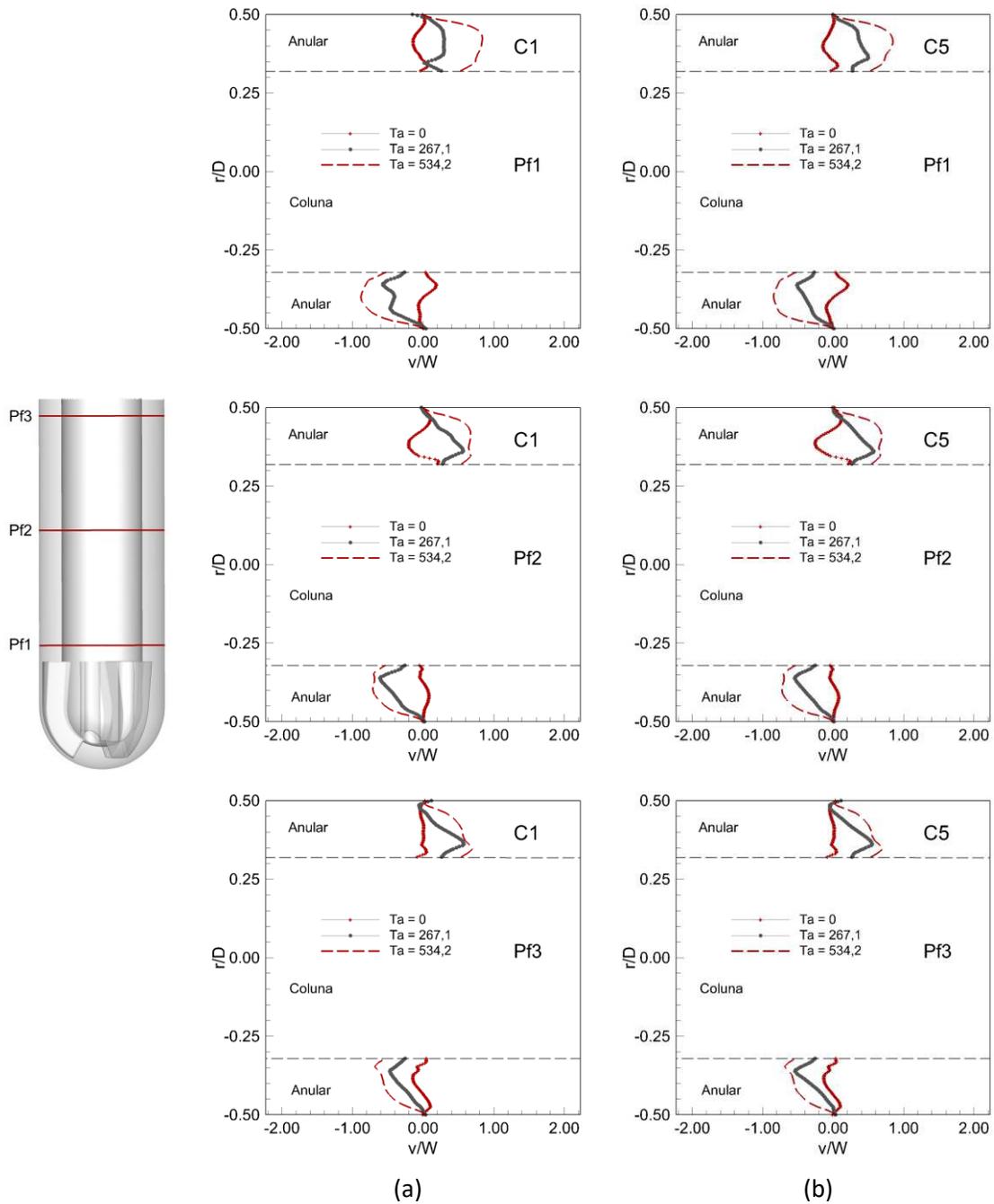


Figura 4.59 – Perfis de velocidade média na componente tangencial adimensional  $v/W$ , para os diferentes números de Taylor 0, 267,1 e 534,2: (a) C1; (b) C5.

Ao comparar os dois níveis de rotação representados na Figura 4.57 e Figura 4.56, torna-se evidente o movimento da broca no sentido anti-horário nos diferentes instantes. Isso resulta em linhas de corrente que assumem uma forma espiral devido a influência da rotação da coluna de perfuração, onde o ângulo de inclinação ( $\theta$ ) das linhas de corrente em relação à vertical cresce à medida que o  $Ta$  aumenta. Essa influência resulta em estruturas mais alinhadas com a direção

tangencial, em conformidade com os resultados de Borges, Padilla, et al. (2021). Valores específicos desses ângulos encontram-se na Tabela 4.10.

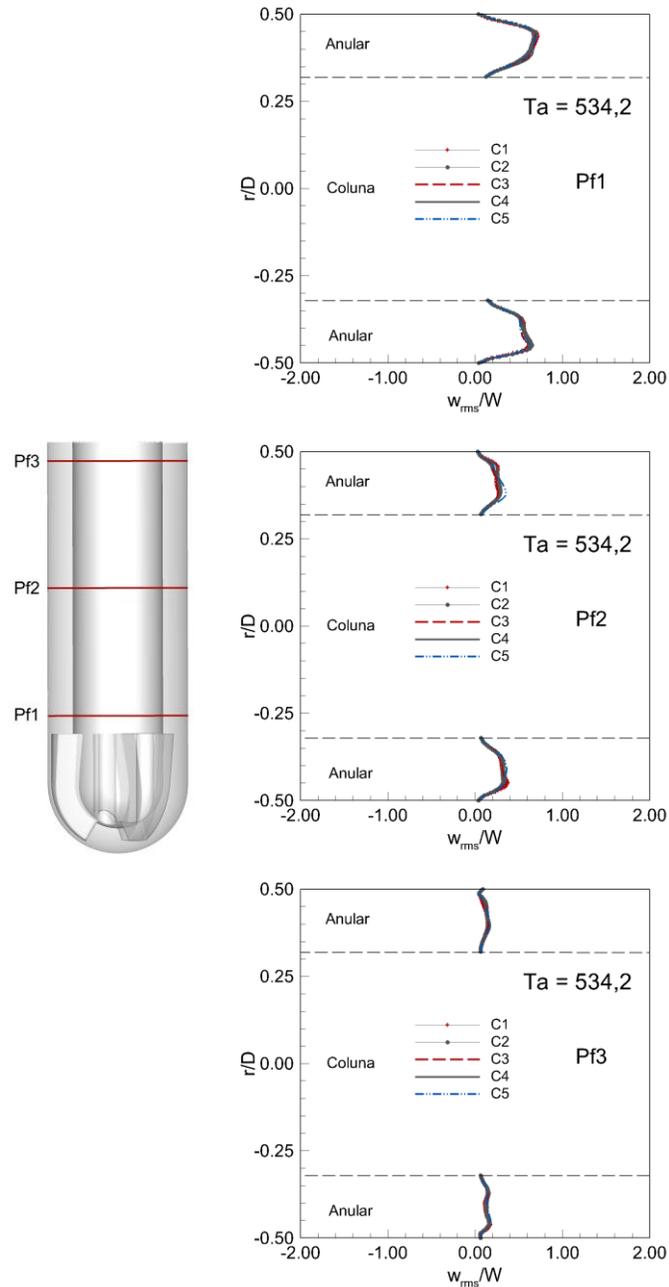


Figura 4.60 – Perfis de velocidade da componente adimensional  $w_{rms}/W$  para  $Ta = 534,2$  variando as concentrações.

Com o intuito de realizar uma análise quantitativa da influência da rotação, apresenta-se as Figura 4.58 e Figura 4.59, onde são exibidos os perfis de velocidade média das componentes

axial e tangencial, respectivamente, para números de Taylor 0, 267,1 e 534,2 com a menor e maior concentração (coluna b). As posições desses perfis (Pf) estão descritas na Tabela 4.10.

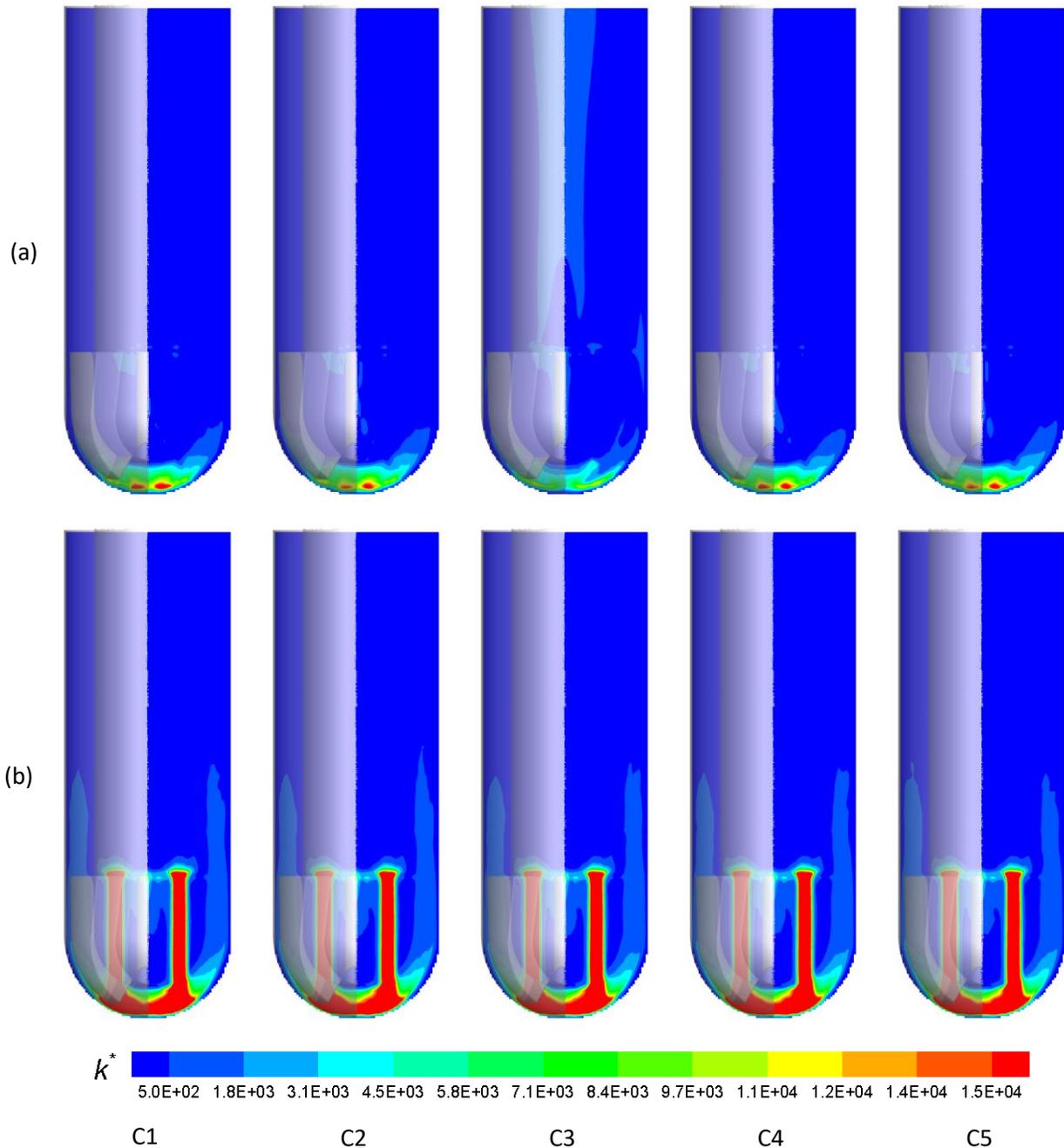


Figura 4.61 – Energia cinética turbulenta  $k^* = kd/(vW)$  para diversas concentrações: (a)  $Ta = 0$ ; (b)  $Ta = 534,2$ .

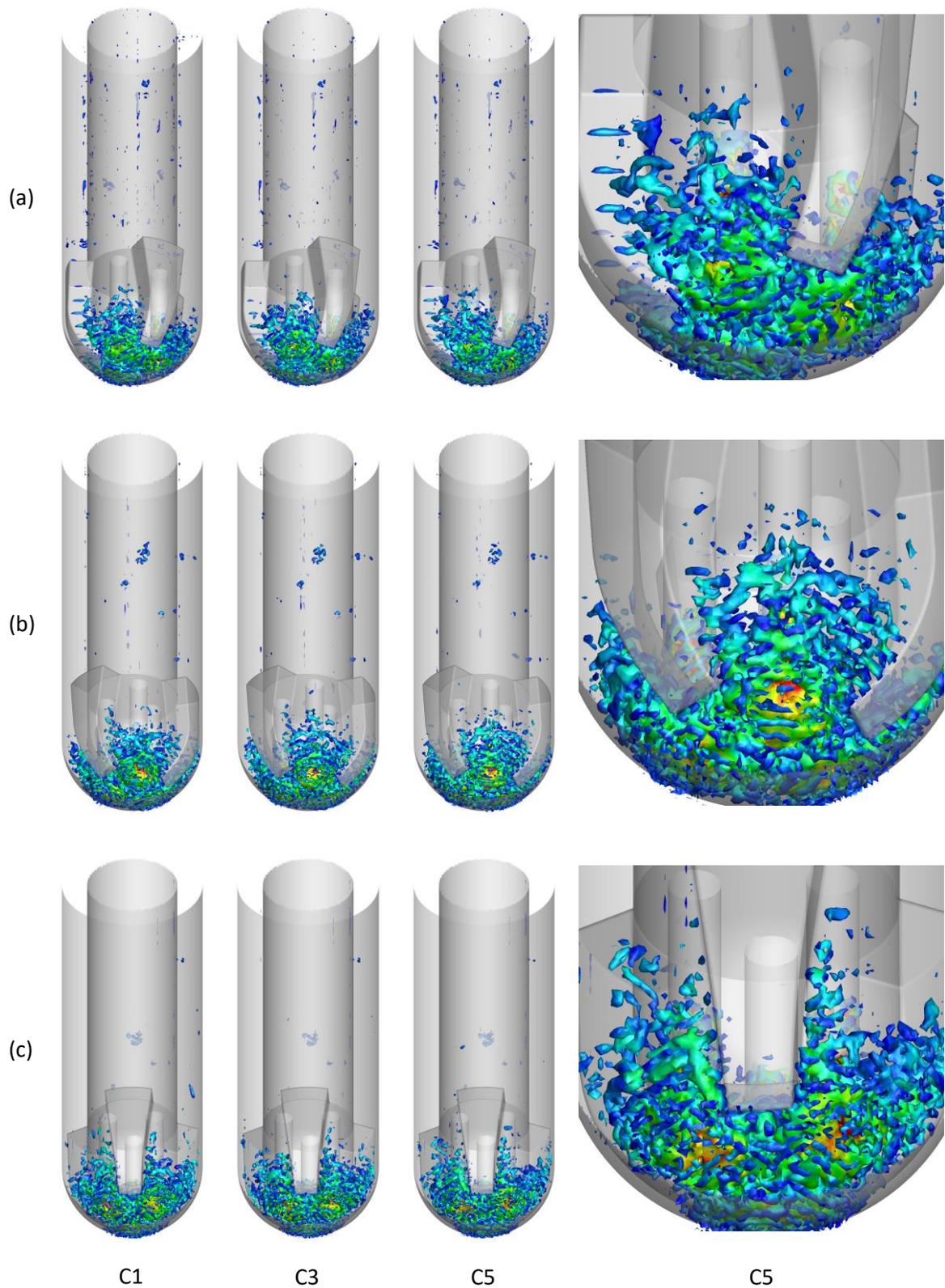


Figura 4.62 – Representação das estruturas turbilhonares utilizando o critério Q para diversas concentrações no instante 9 segundos: (a)  $Ta = 0$ ; (b)  $Ta = 267,1$ ; (c)  $Ta = 534,2$ .

Na Figura 4.58 são evidenciadas diferenças significativas nos perfis de velocidade em cada nível de rotação, tanto para a concentração C1 quanto para C5. Observa-se que a intensidade da velocidade na componente axial tende a aumentar com o incremento da rotação, comportamento, que está em consonância com os resultados apresentados por Puelles (2019). Além disso, ao elevar a concentração para C5, resulta em uma redução na intensidade da componente axial em comparação com o campo de velocidade correspondente à concentração C1. Os perfis próximos da broca (Pf1), para a rotação zero, apresentam direção contrária ao escoamento na região anular devido à presença de vórtices na parte posterior das pás da broca.

Tabela 4.15. Ângulos de inclinação das linhas de corrente em função ao número de Taylor.

$Ta$	$\theta$
0	0,00°
267,1	29,86°
534,2	49,15°

Quando analisamos os perfis de velocidade da componente tangencial, conforme apresentados na Figura 4.59, fica claramente evidenciado o aumento da magnitude à medida que a rotação é incrementada, tanto para a concentração C1 quanto para a concentração C5.

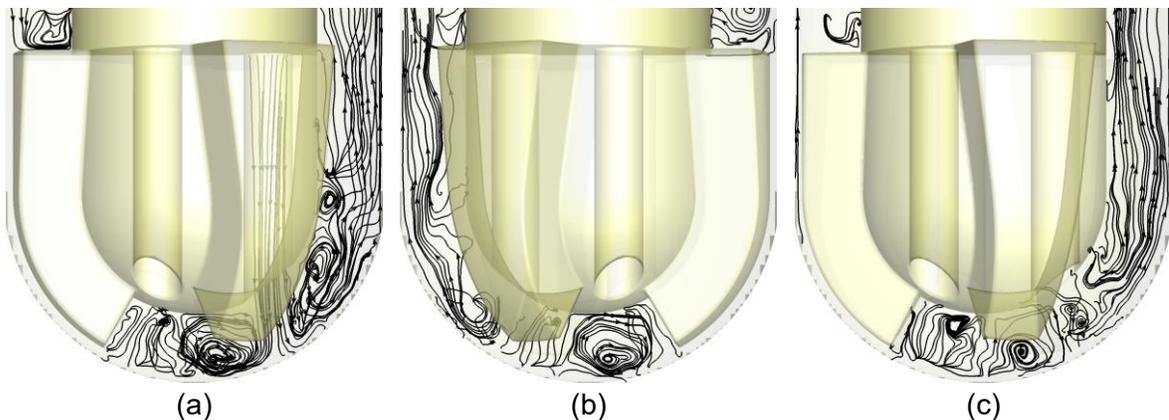


Figura 4.63 – Linhas de corrente correspondente a C5 no instante 14s, para os números de Taylor: (a) 0; (b) 267,1; (c) 534,2.

Na Figura 4.60 são apresentados perfis de flutuação de velocidade na componente axial, variando a concentração de partículas para o número de Taylor 534,2. Ao comparar os perfis de velocidade, para diferentes concentrações de partículas, observamos pequenas diferenças entre eles. Esses resultados sugerem, a partir de uma perspectiva estatística, que a influência das partículas no escoamento em regime turbulento tem um impacto relativamente limitado sobre o campo médio de velocidades. Por outro lado, a intensidade de turbulência diminui à medida que se afasta do fundo de poço.

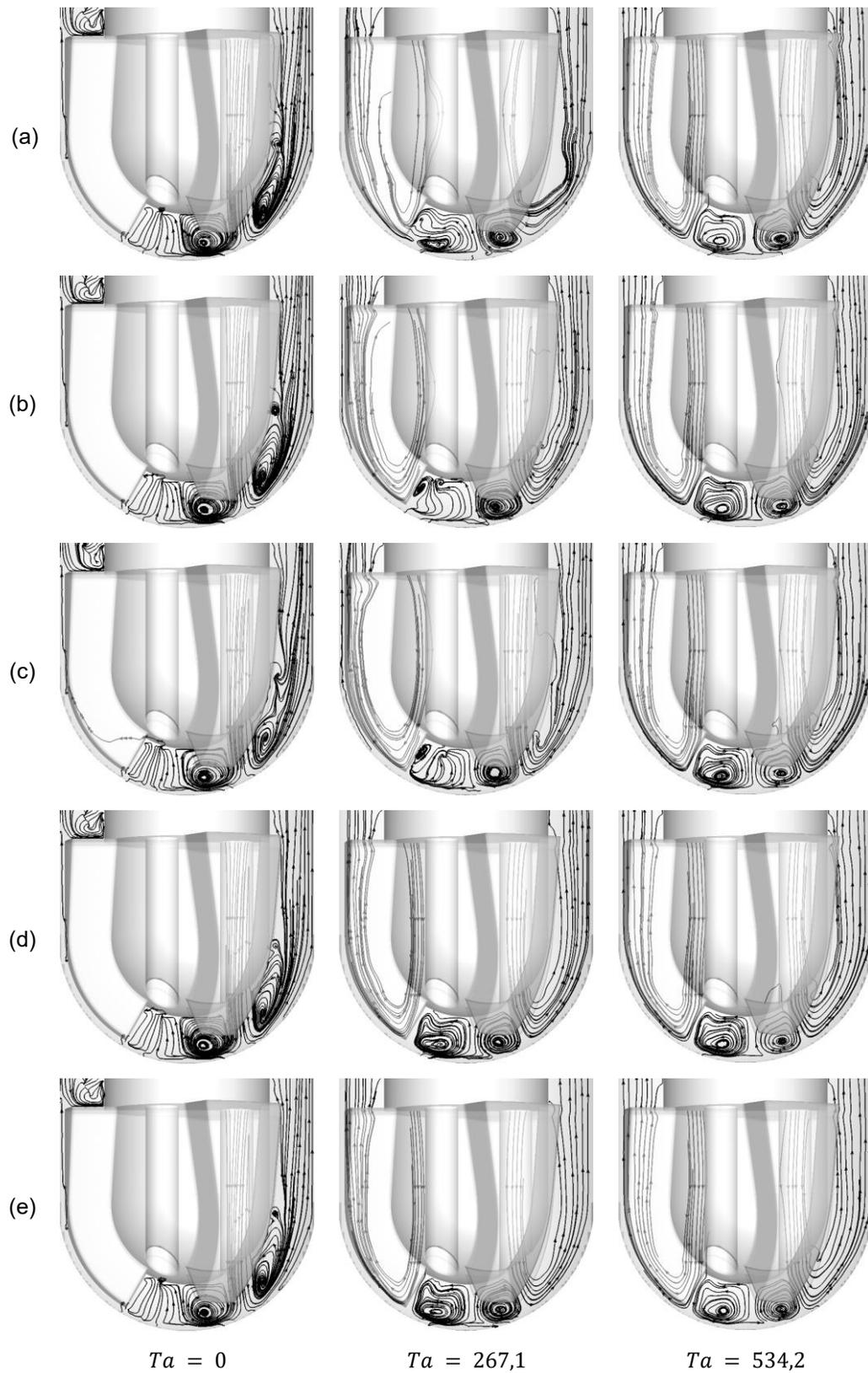


Figura 4.64 – Linhas de corrente utilizando os campos médios da velocidade, para as concentrações: (a) C1; (b) C2; (c) C3; (d) C4; (e) C5.

A Figura 4.61 ilustra o efeito da velocidade de rotação sobre as flutuações de velocidade nas imediações do fundo de poço, quando associado aos valores adimensionais de energia cinética turbulenta. Aumenta claramente a intensidade dos valores de energia cinética turbulenta à medida que se aumenta a magnitude da rotação de  $Ta = 0$  para  $Ta = 534,2$ . Os resultados são consistentes com os resultados obtidos no contexto do problema simplificado de fundo de poço, sem a presença da broca (Figura 4.21a, b), onde níveis consideráveis de energia cinética turbulenta concentram-se na área em que os jatos impactam o leito do poço.

Com o propósito de proporcionar uma representação visual das características inerentes ao regime turbulento dentro do domínio em estudo, adota-se o critério Q por meio da utilização de iso-superfícies com um valor de 300 1/s, para representar as estruturas turbilhonares presentes.

O critério Q foi inicialmente proposto por Hunt, Wray e Moin (1988) para identificar estruturas em um escoamento incompressível. A Eq. (4.7) abaixo representa o critério Q e é expressa usando notação tensorial, onde a vírgula denota diferenciação:

$$Q = \frac{1}{2}(u_{i,j}^2 - u_{i,j}u_{j,i}) = -\frac{1}{2}u_{i,j}u_{j,i} = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) > 0. \quad (4.7)$$

KOLÁŘ (2007) observou que o critério Q pode ser interpretado como uma região onde a magnitude da vorticidade ( $\Omega$ ) prevalece sobre a magnitude da taxa de deformação ( $S$ ).

Ao compararmos as figuras associadas ao mesmo número de Taylor (Figura 4.62), observamos diferenças qualitativas pouco significativas. Por essa razão, foi considerada apenas as concentrações C1, C3 e C5 para a representação das estruturas turbilhonares. Para todos os valores de número de Taylor, a maior quantidade de iso-superfícies é observada na região entre a broca e a superfície final do poço. As aproximações foram realizadas com base na concentração C5 para os diferentes números de Taylor, permitindo assim, uma observação mais detalhada das formas e tamanhos das estruturas turbilhonares localizadas entre as pás da broca e o fundo de poço.

Adicionalmente as Figura 4.62a a Figura 4.62c revelam a presença de estruturas turbulentas com valores idênticos de 300 1/s na região anular (um pouco além da metade do percurso da coluna de perfuração), à medida que o valor do número de Taylor diminui, ou seja, o incremento de velocidade de rotação inibe esse tipo de estruturas no espaço anular.

Essas estruturas emergem em diversas configurações e dimensões, sendo que, na maioria das situações, elas assumem uma semelhança com filamentos, delineando formas análoga às obtidas por Puelles (2019), quando o perfil do fundo de poço se apresenta plano.

A Figura 4.63 apresenta as linhas de corrente dos escoamentos para diferentes valores do número de Taylor, no instante de 14 segundos e projetados no plano  $y/s = 0,5$ , fica clara a formação de estruturas turbilhonares de diferentes tamanhos e formas. No caso em que não há rotação (Figura 4.63a), é notável a presença de quatro estruturas, uma delas localizada entre a broca e o fundo de poço, duas entre as pás da broca e a última na parte posterior da pá da broca. Essa última estrutura está em concordância com os detalhes da Figura 4.55.

Na Figura 4.63b é evidente a presença de dois vórtices, um entre a broca e o fundo de poço e o outro na parte posterior da pá direita da broca. Na Figura 4.63c, são apresentadas três projeções de vórtices, duas delas localizadas entre a broca e fundo de poço, e uma entre as pás da broca.

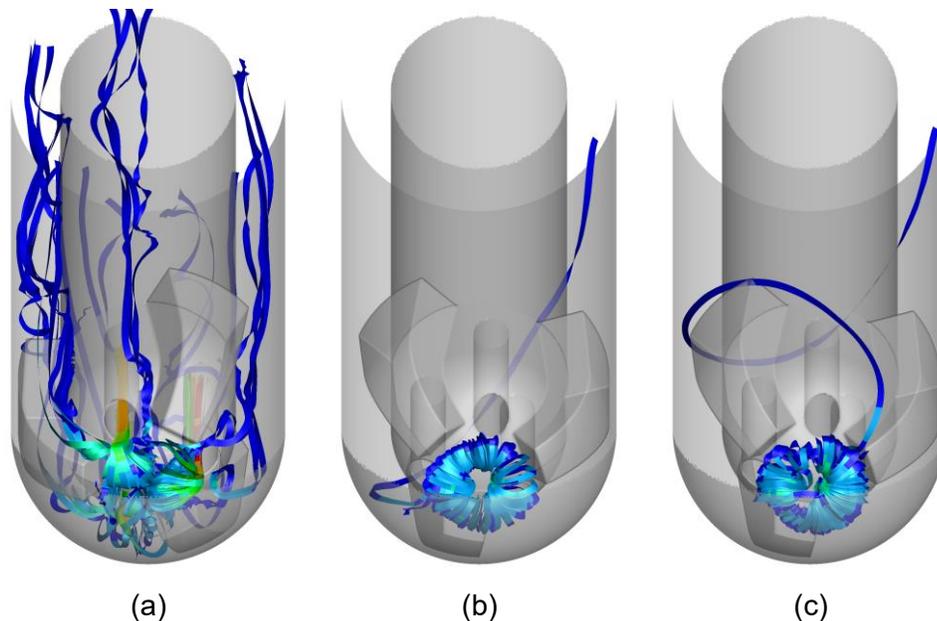


Figura 4.65. Linhas de corrente representado por *ribbons* baseado nos campos médios para os números de Taylor: (a) 0; (b) 267,1; (c) 534,2.

Na Figura 4.64 apresenta-se as linhas de corrente com base no campo médio de velocidades nos diferentes níveis de rotação e concentrações. É possível observar a presença de três vórtices principais no caso com número de Taylor igual a 0; entretanto, em alguns casos (como a concentração C3, Figura 4.64), o vórtice de menor tamanho, localizado entre as pás da broca sofre alteração. Nos casos com valores do número de Taylor 267,1 e 534,2 é notável a presença do vórtice toroidal formado entre a broca e o fundo de poço (como detalhado nas imagens das Figura 4.65b e Figura 4.65c), que quando projetados no plano apresenta os dois vórtices contra-rotativos.

Na Tabela 4.16 mostram os valores da força de impacto para casos com diferentes números de Taylor influenciados pela concentração de partículas. A análise da influência da concentração de partículas não revela discrepâncias notáveis nos valores médios da força de impacto quando comparadas entre os casos com o mesmo valor do número de Taylor. A variação observada abrangeu aproximadamente uma unidade entre os valores extremos da força de impacto. O que de fato influenciou o aumento da magnitude da força de impacto foi o aumento da magnitude de rotação. Em média, essa diferença é próxima a 90,0 N entre os casos com os números de Taylor  $Ta = 0$  e 267,1; e 43,6 N entre os casos  $Ta = 267,1$  e 534,2. É relevante observar esse aumento da força de impacto com a velocidade de rotação está alinhado com as conclusões dos estudos de Puelles (2019).

Vale ressaltar que a diferença entre o raio do perfil da broca e a profundidade do poço corresponde a 140 mm, o que corresponde à altura do bocal em relação ao fundo do poço, conforme representado no APÊNDICE E. Resultados anteriores, provenientes das medições dos valores médios da força de impacto por Puelles (2019), indicaram uma tendência crescente do valor médio da força de impacto à medida que a altura do bocal aumentava. Essa observação sugere que a força de impacto resultante deste estudo está dentro desse intervalo de valores, em relação à broca do tipo PDC.

Tabela 4.16. Valores médios da força de impacto (N) no fundo de poço.

casos	$Ta = 0$	$Ta = 267,1$	$Ta = 534,2$
C1	339,1599	429,1864	470,9995
C2	338,9698	426,7614	471,8402
C3	336,3829	426,6434	471,5545
C4	336,8849	428,8880	472,1705
C5	337,8769	426,7609	469,9231

#### 4.4.3.2 Fase dispersa

Para a comparação da influência da rotação na fase dispersa, foram selecionados os números de Taylor 0; 267,1 e 534,2 associados aos casos 11, 17 e 22 respectivamente. A distribuição espacial das partículas nos instantes 5, 6, 8, 10 e 12 segundos é apresentada na Figura 4.66. Inicialmente foram liberadas 39423 partículas ( $C = 0,0045\%$ ), subsequente ao desenvolvimento do escoamento.

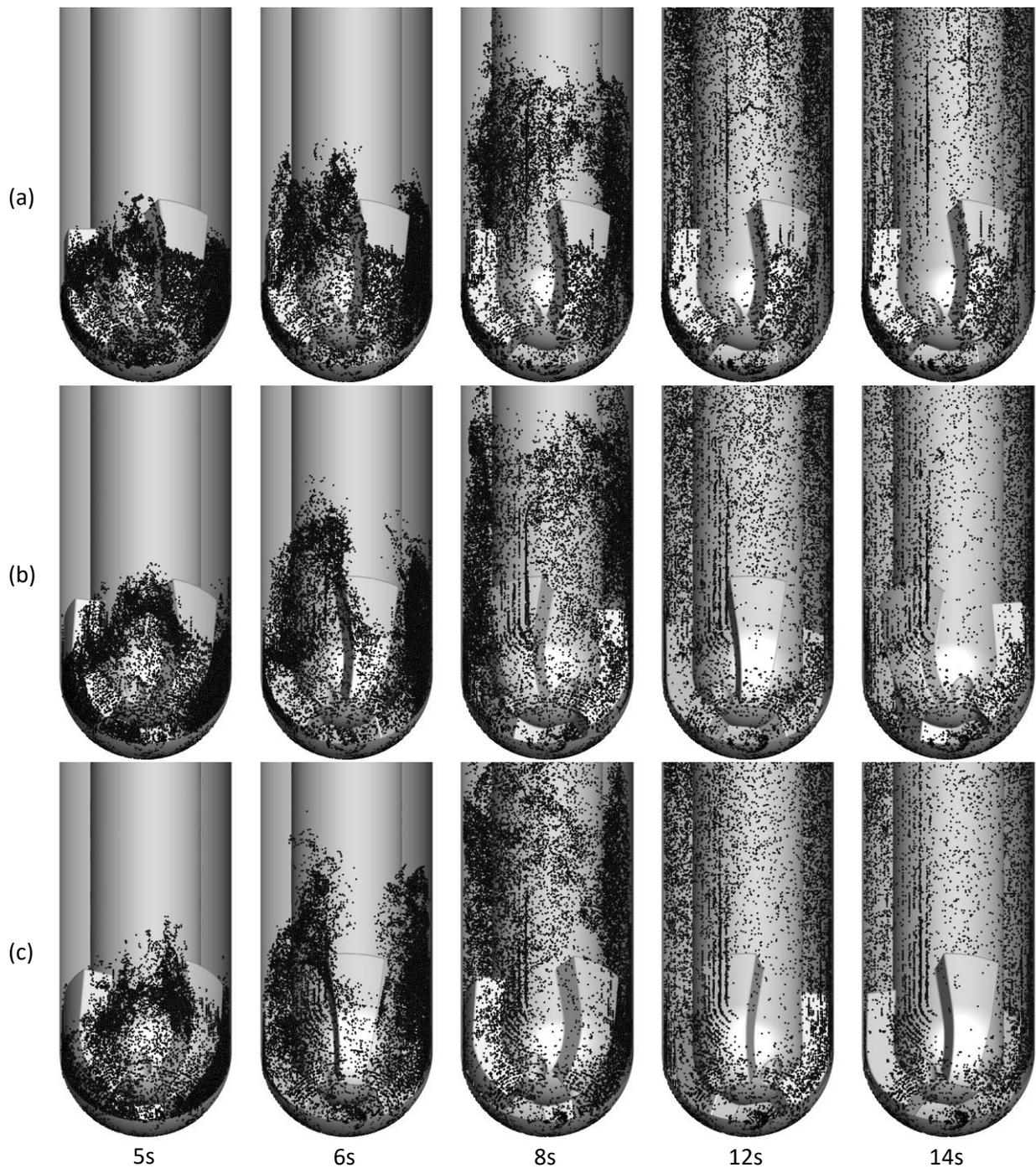


Figura 4.66 – Distribuição tridimensional das partículas ao longo do tempo para C5: (a)  $Ta = 0$ ; (b)  $Ta = 267,1$ ; (c)  $Ta = 534,2$ .

Torna-se visível o acúmulo de partículas nas regiões entre as pás da broca e o fundo do poço, um fenômeno que pode ser atribuído à restrição do espaço nessa região, resultando em um escoamento limitado e, conseqüentemente, na retenção das partículas. Algumas partículas permanecem retidas no fundo, enquanto a maioria são transportadas pela região entre as pás da

broca. Algumas também ficam confinadas nas diversas estruturas turbilhonares existentes (Figura 4.63 e Figura 4.64). Além disso, há partículas que estão em trânsito pela região anular. A nuvem de partículas se desloca mais rapidamente à medida que a velocidade de rotação aumenta, tornando-se menos evidente partir do tempo de 8 segundos para os três números de Taylor. Essa observação é coerente com os resultados de Abbas (2021) e Abbas, Alsaba e Al Dushaishi, (2021), onde a taxa de transporte (CTR) aumenta com a velocidade de rotação da coluna de perfuração.

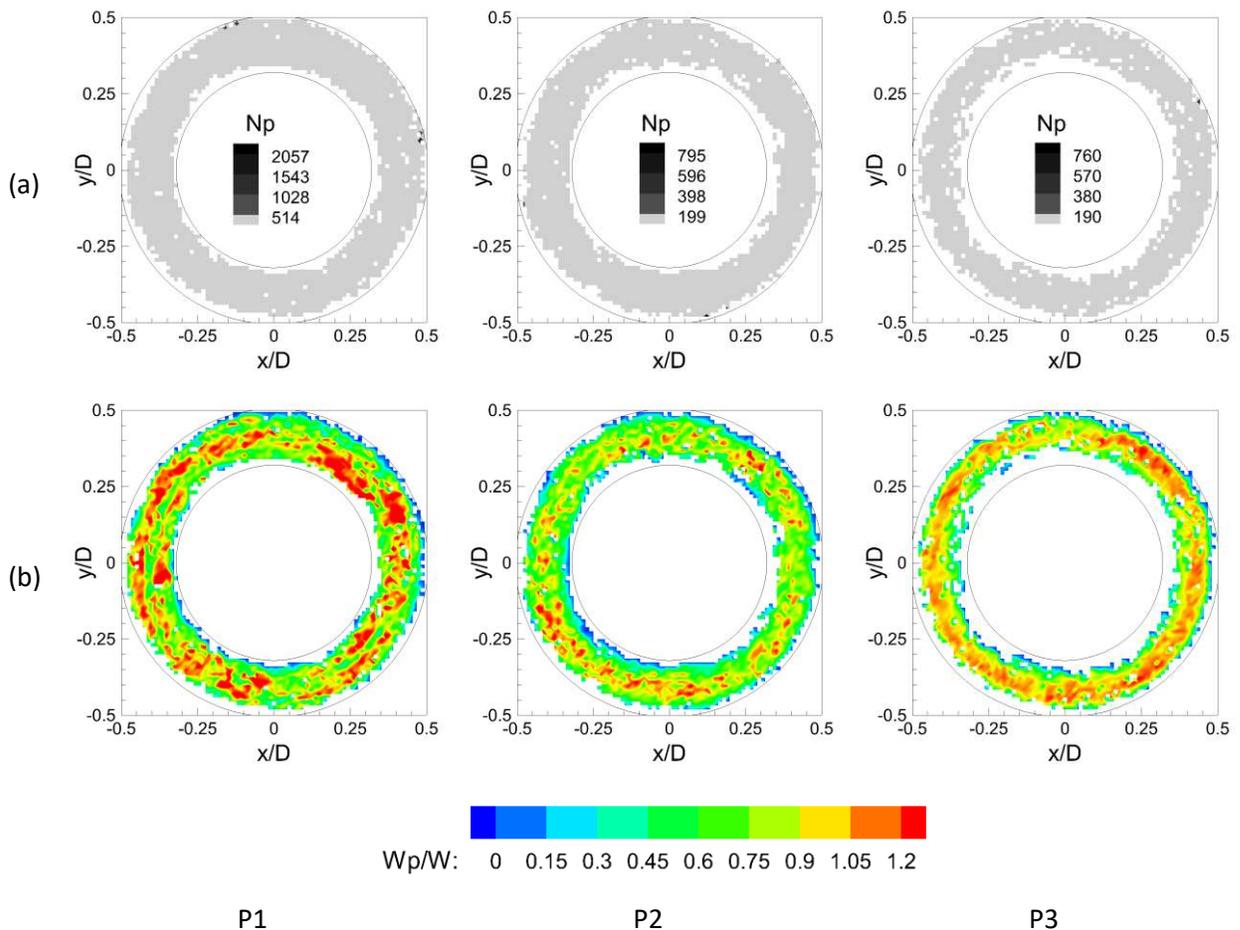


Figura 4.67 – Panos P1, P2 e P3 do caso  $Ta = 534,2$ , concentração de partículas C1: (a) distribuição acumulada de partículas; (b) contornos de velocidade axial média da partícula.

Em consonância com as observações no esquema das distribuições das partículas, a Tabela 4.17 mostra uma maior quantidade de partículas registradas no plano P2 à medida que aumenta o número de Taylor para cada concentração de partículas liberadas no fundo de poço.

Tabela 4.17. Quantidade de partículas registradas no plano P2, até 9 segundos físicos.

casos	$Ta = 0$	$Ta = 267,1$	$Ta = 534,2$
C1	431	1333	1692
C2	1357	3431	3780
C3	2291	6275	6646
C4	2884	8011	8530
C5	3032	8473	9006

Na Figura 4.67 são apresentados os dados da distribuição bidimensional acumulada das partículas em nos planos P1, P2 e P3 (Figura 4.67a) e o campo de velocidade axial médio das partículas nesses planos (Figura 4.67b), para taxa de rotação associada à  $Ta = 534,2$  e concentração C1 ( $C = 0,001\%$ ).

A Figura 4.67a revela zonas com uma maior concentração de partículas próximas à periferia do poço (indicadas por tonalidades mais escuras) no plano P1. Além disso, observa-se uma distribuição mais densa na região anular para o mesmo plano, resultado direto do movimento rotacional da broca. Esse movimento desempenha um papel crucial na dispersão das partículas nessa área. À medida que nos afastamos da proximidade direta da broca, a distribuição de partículas se torna mais uniforme (mais detalhado na análise associado à Figura 4.68), evidenciada pela coloração cinza em toda a região. É relevante destacar que os espaços entre as pás da broca também são preenchidos devido ao seu deslocamento, permitindo que as partículas ocupem esses vazios.

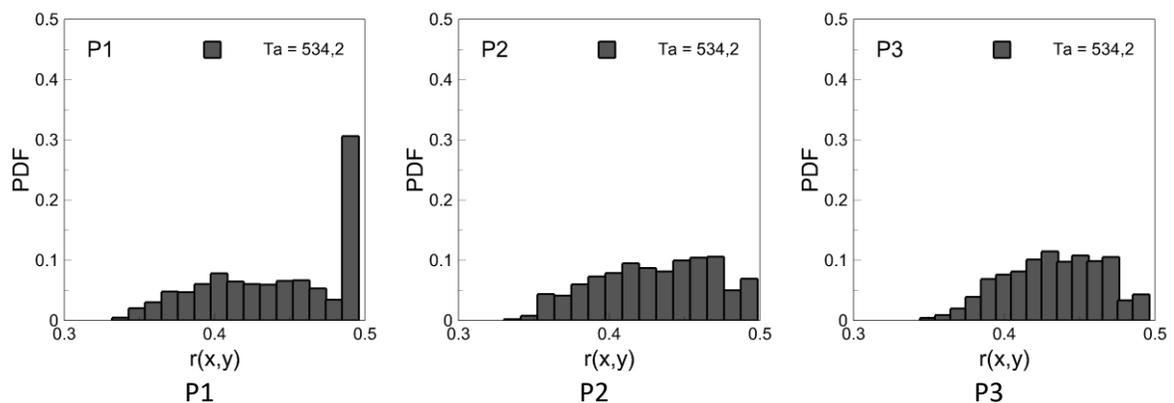


Figura 4.68 – Histogramas de função de densidade de probabilidade em relação ao raio adimensional  $r$ , nos planos P1, P2 e P3, para  $Ta = 534,2$  e C1, associado ao caso 18.

Já na Figura 4.67b, com mais detalhes, observa-se uma intensidade de velocidade significativamente maior no centro do espaço anular, enquanto velocidades menores são

observadas nas proximidades das paredes do poço e nas paredes da coluna de perfuração. Esses padrões de velocidade estão em conformidade com os princípios fundamentais da física que regem o problema em questão.

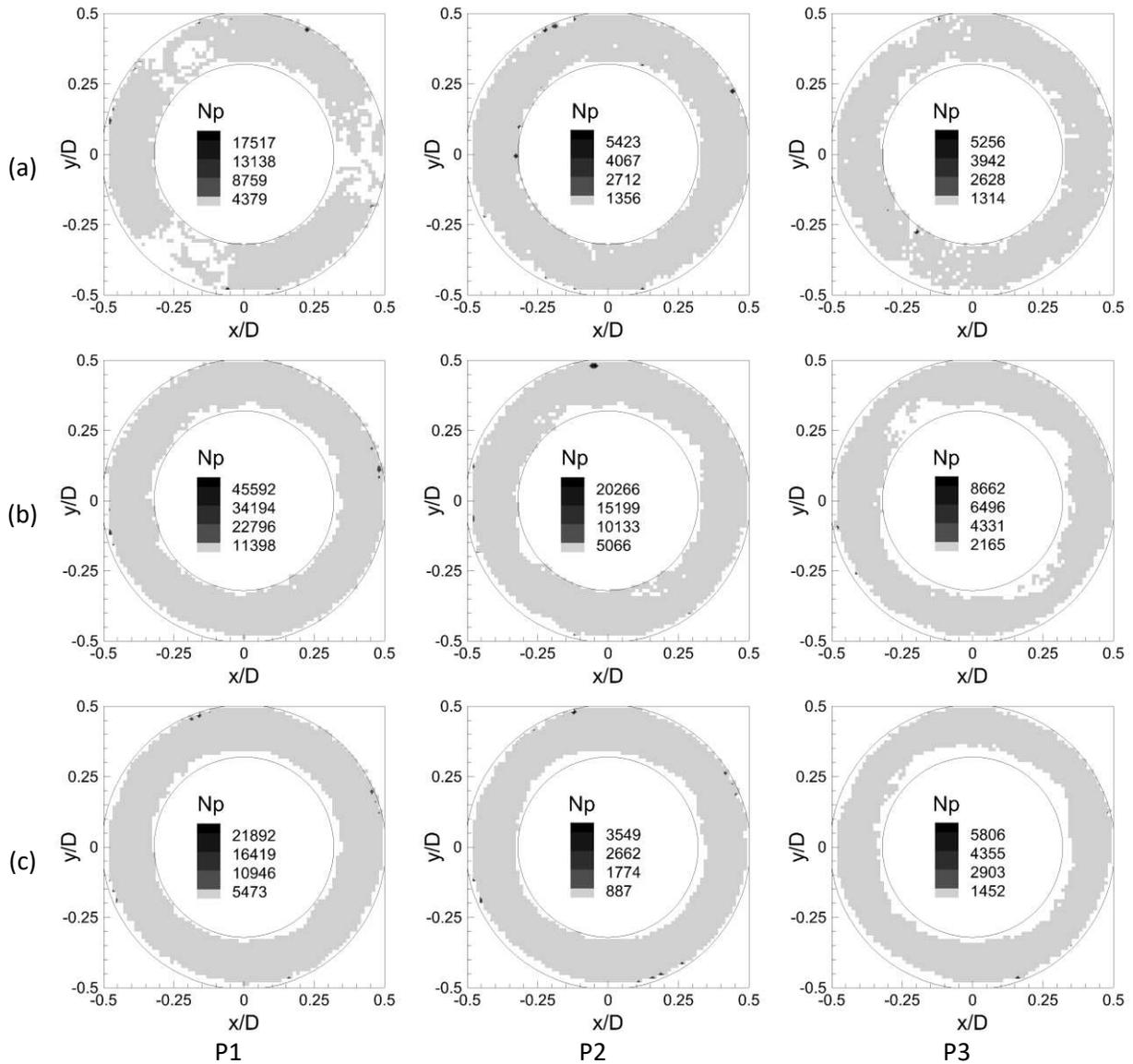


Figura 4.69 – Distribuições acumuladas das partículas nos planos P1, P2 e P3 para C5: (a)  $Ta = 0$ ; (b)  $Ta = 267,1$ ; (c)  $Ta = 534,2$ .

Na Figura 4.68, tem-se a representação gráfica dos histogramas nos planos P1, P2 e P3, relacionados ao valor de  $Ta = 534,2$  e a uma concentração específica, C1. O histograma relacionado ao plano P1 revela uma probabilidade mais elevada nas regiões próximas às paredes do poço, resultado direto do efeito da rotação. Por outro lado, as distribuições de PDF exibem

uma maior uniformidade e uma forma mais próxima da distribuição normal em regiões mais distantes da broca, como se evidencia nos planos P2 e P3.

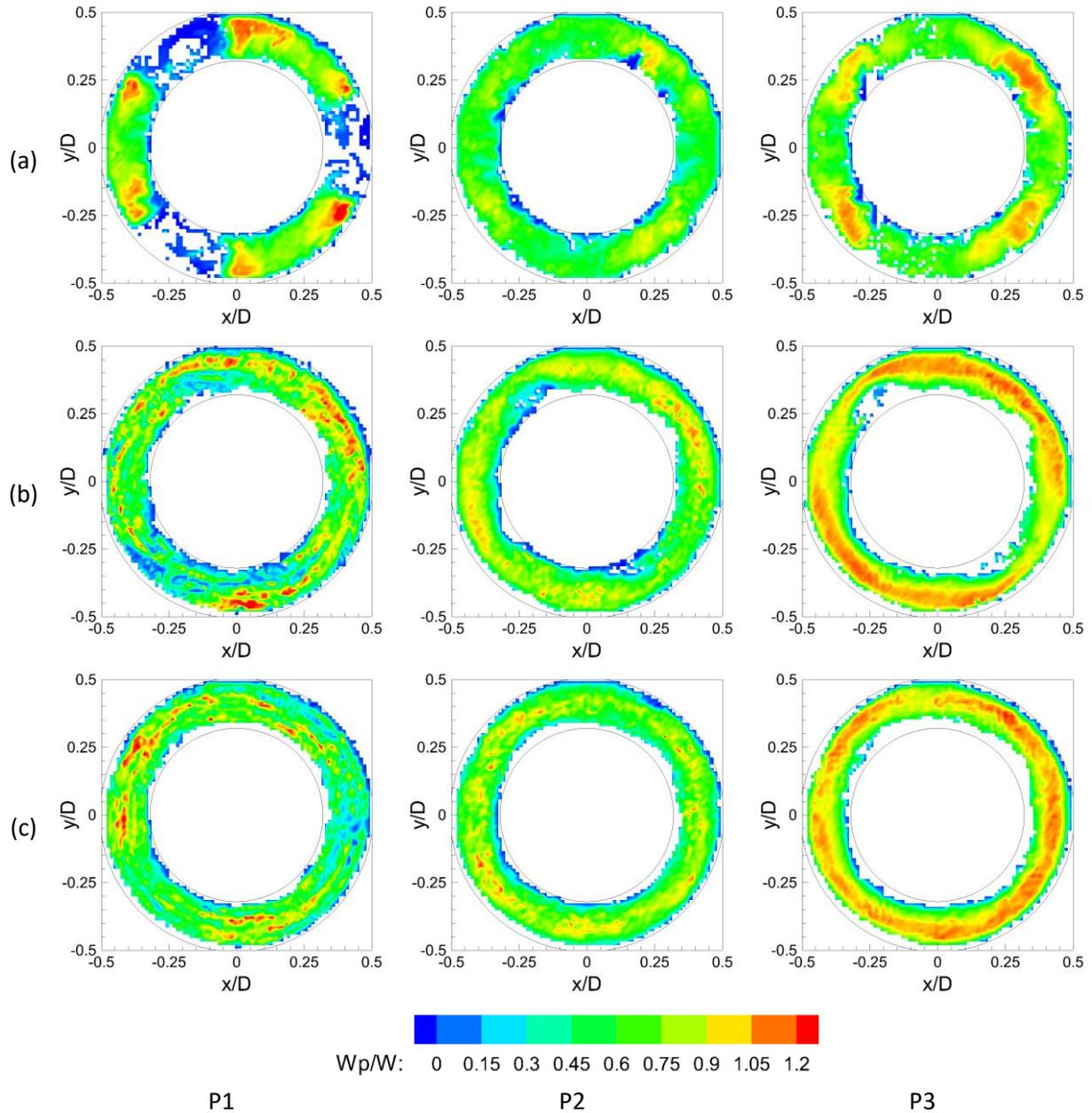


Figura 4.70– Contornos de velocidade axial média das partículas nos planos P1, P2 e P3 para  $C5$ : (a)  $Ta = 0$ ; (b)  $Ta = 267,1$ ; (c)  $Ta = 534,2$ .

A Figura 4.69 apresenta a distribuição acumulada de partículas na região anular dos casos associados aos números de Taylor  $Ta = 0, 267,1$  e  $534,2$ , considerando a fração volumétrica de partículas  $c = 0,0045\%$ . As tonalidades mais escuras representam áreas com uma contagem mais elevada de partículas ao longo do tempo. Observa-se que, devido ao valor inicial da fração

volumétrica de partículas liberadas, ocorre um preenchimento mais abrangente na região anular em todos os casos, conforme demonstrado nas distribuições associadas aos planos P1, P2 e P3 (Figura 4.69). Esse fenômeno é amplificado pelo efeito da rotação. Por outro lado, nota-se uma contagem maior de partículas próxima à periferia do poço no plano P1 para todos os casos de números de Taylor, enquanto no plano P2, para o caso em que  $Ta = 534,2$ , as áreas de tonalidades mais escuras são menos evidentes na periferia do poço. Além disso, notamos que ocorre um preenchimento das áreas próximas aos espaços ocupados pelas pás da broca, conforme evidenciado na distribuição espacial bidimensional no plano P1 para os casos associados a  $Ta = 267,1$  e  $534,2$ . Isso indica que as partículas deixaram a proximidade da broca, influenciadas pelo padrão do escoamento em espiral.

Nas Figura 4.70a, Figura 4.70b e Figura 4.70c, são apresentados os campos de velocidade axial das partículas com suas tonalidades ( $W_p/W$ ) em função de diferentes valores de rotação. A velocidade das partículas é reduzida nas proximidades das pás da broca quando não há rotação, como ilustrado no plano P1 (Figura 4.70a). Isso se deve às recirculações do escoamento na região posterior das pás da broca, em consonância com os detalhes apresentada na Figura 4.55. Também é evidente o impacto da rotação nos campos de velocidade axial das partículas, com a manifestação de intensidades em áreas onde a broca estava posicionada e com a redução da intensidade da velocidade axial no plano P2, seguida de um aumento no plano P3, onde os campos de velocidade sofrem uma menor influência da rotação da broca.

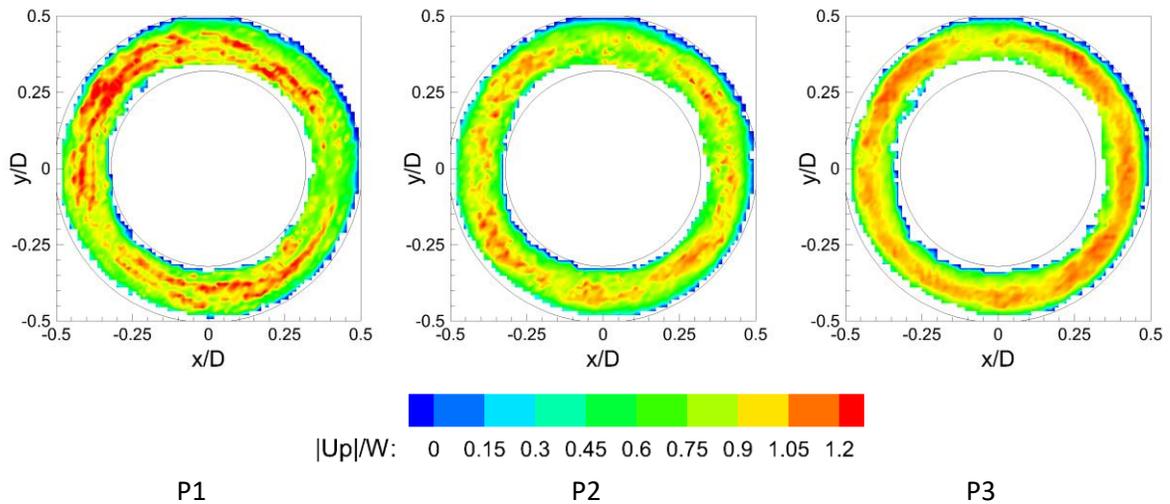


Figura 4.71– Contornos do módulo da velocidade das partículas nos planos P1, P2 e P3 para  $C5$  e  $Ta = 534,2$ .

Ao compararmos o efeito da concentração das partículas no caso associado ao número de Taylor 534,2 entre a Figura 4.67b e Figura 4.70c, observa-se que as maiores intensidades de velocidade na componente axial são encontradas no caso com menor concentração. Isso é mais evidente nos planos P1 e P2 e resulta da troca de quantidade de momento linear entre as duas fases.

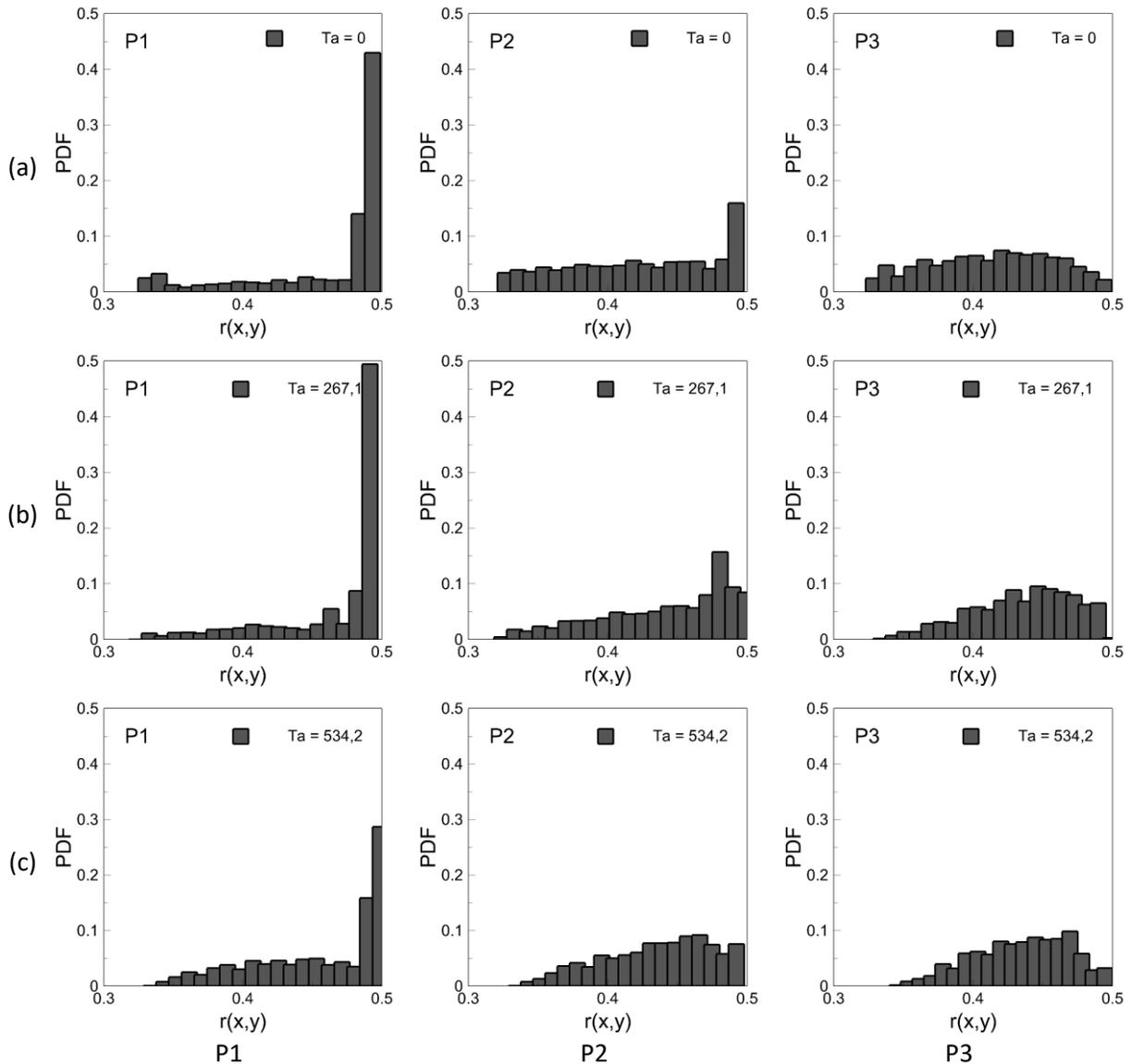


Figura 4.72 – Histogramas de função de densidade de probabilidade em relação ao raio adimensional  $r$ , nos planos para C5: (a)  $Ta = 0$ ; (b)  $Ta = 267,1$ ; (c)  $Ta = 534,2$ .

Na Figura 4.71, apresentamos o campo de velocidade das partículas, colorido de acordo com o módulo da velocidade adimensional ( $|Up|/W$ ), para o caso associado a  $Ta = 534,2$  e concentração C5. Ao comparar esta figura com a Figura 4.70c, é evidente que as magnitudes de

velocidade mais elevadas acontece nos campos de velocidade coloridos pelo módulo de velocidade, como consequência da importância das outras componentes de velocidade da partícula ( $u$  e  $v$ ), que contribuem para o aumento do valor de  $|U_p|/W$ , principalmente nos planos próximos à broca (P1 e P2).

Os histogramas de função de probabilidade associados à Figura 4.70 são apresentados na Figura 4.72. A PDF correspondente ao plano P1 revela uma maior probabilidade de encontrar partículas próximas à parede do poço, com um valor de PDF próximo de 0,5 para  $Ta = 267,1$  e 0,3 para o  $Ta = 534,2$ . Esse comportamento ocorre devido à influência da distribuição inicial das partículas liberadas, na qual uma grande quantidade delas estava inicialmente localizada próxima à periferia do poço, como exemplificado na Figura 3.5. Além disso, a influência da força centrífuga gerada pelo efeito da rotação aumenta a probabilidade de encontrar partículas na periferia do poço.

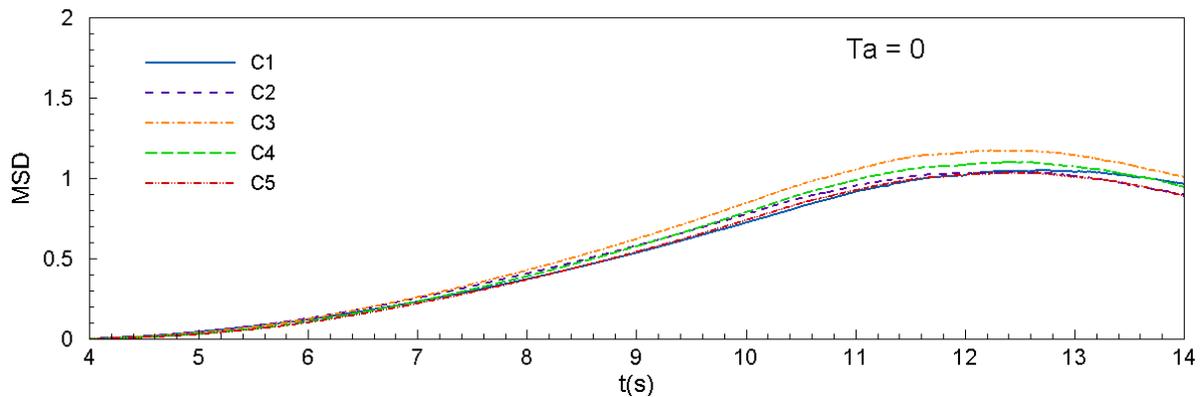


Figura 4.73 – Histórico temporal do MSD para os casos 7 a 11,  $Ta = 0$  e diversas concentrações.

Ao examinar os gráficos PDF correspondentes aos planos P2 e P3, as distribuições de probabilidades apresentam valores mais baixos de PDF em relação ao plano P1. Vale ressaltar que a PDF correspondente às regiões dos planos P2 e P3 para os casos com o número de Taylor diferente de zero segue um padrão semelhante de probabilidades, com uma tendência de aumento a medida que se aproxima das paredes do poço. Quanto ao plano da região final (plano P3), os gráficos PDF se assemelham a uma distribuição normal achatada.

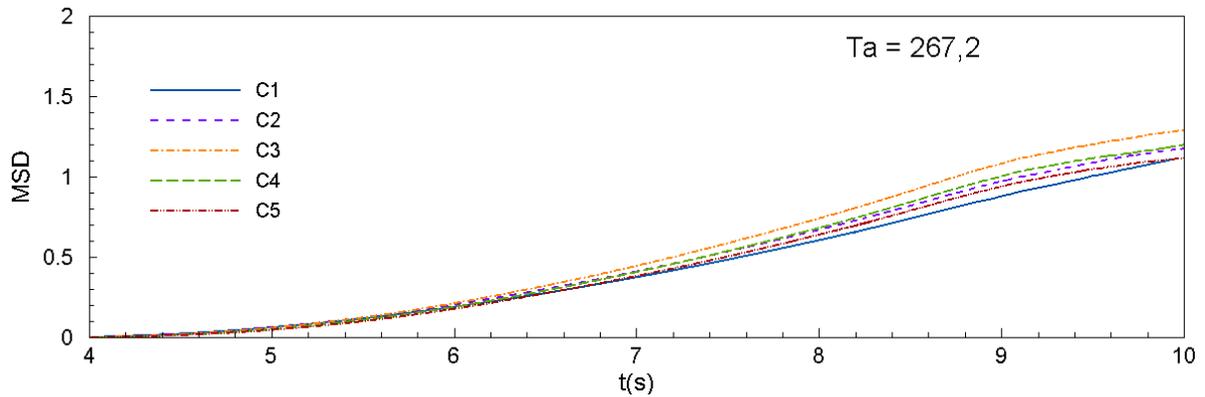


Figura 4.74 – Histórico temporal do MSD para os casos 13 a 17,  $Ta = 267,2$  e diversas concentrações.

As Figura 4.73, Figura 4.74 e Figura 4.75 apresentam valores de MSD variando as concentrações entre C1 e C5. Para o sinal MSD da Figura 4.73, a tendência dos valores de MSD até o tempo próximo de 11 segundos é semelhante aos sinais da Figura 4.49 (com relação à ordem das curvas). Após esse ponto, os valores começam a diminuir, o que está em consonância com a tendência observada no caso da abordagem de duas vias, conforme detalhado na Figura 4.54. Ao comparar os sinais MSD das Figura 4.73, Figura 4.74 e Figura 4.75, nota-se que os valores MSD alcançados são maiores para o caso com uma concentração inicial de  $c = 0,003\%$  de partículas. Esse resultado está em concordância com o registro do número de partículas nos planos e com os maiores valores de CTR para essa mesma concentração, conforme detalhado na Tabela 4.18 ( $Ta = 0$  e  $534,2$ ). A tendência das curvas dos sinais de MSD é similar em todos os cenários de número de Taylor, abrangendo todas as concentrações de partículas.

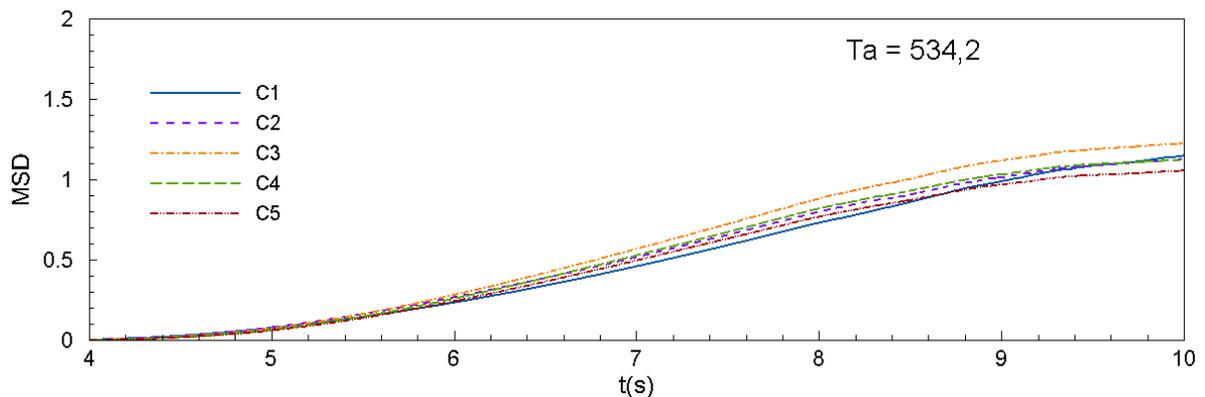


Figura 4.75 – Histórico temporal do MSD para os casos 18 a 22,  $Ta = 534,2$  e diversas concentrações.

Observam-se diferenças significativas nos sinais de MSD ao comparar esses valores quando o número de Taylor é variado, conforme ilustrado na Figura 4.76. Os maiores valores são encontrados para  $Ta = 534,2$  até o instante de 9,33 segundos, momento em que os sinais dos

casos correspondentes aos números de Taylor 267,1 e 534 se equiparam. Posteriormente os valores de MSD do caso para o número de Taylor 534,2 começam a diminuir, enquanto os valores de MSD do caso associado ao  $Ta = 267,1$  continuam a aumentar. A disparidade nos valores de MSD entre esses casos estudados é atribuída à influência da rotação, que resulta em um afastamento maior da posição inicial à medida que a rotação aumenta.

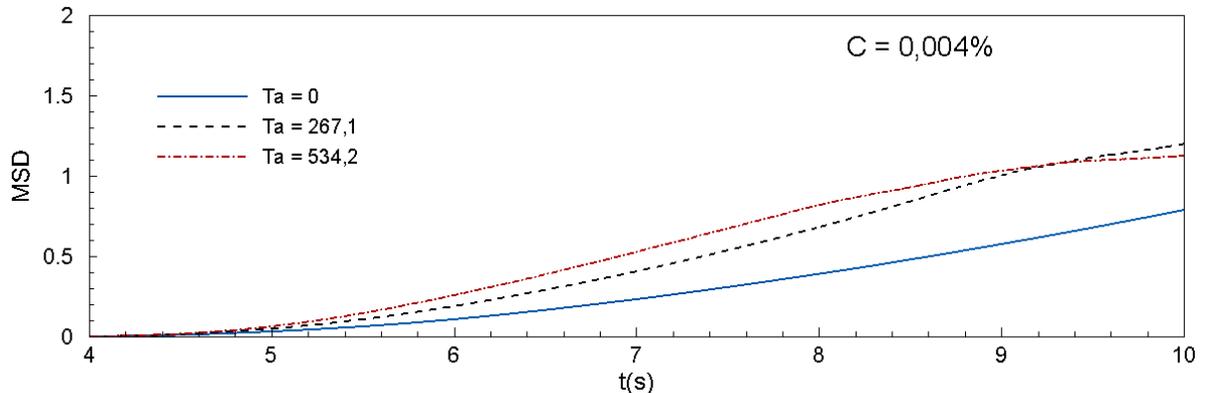


Figura 4.76 – Histórico temporal do MSD para  $C4$  e  $Ta = 0; 267,1; 534,2$ .

A Tabela 4.18 apresenta os valores de taxa de transporte de partículas (CTR) para os casos associados aos números de Taylor 0, 267,1 e 534,2, considerando diferentes concentrações. Observa-se que os valores de CTR seguem uma tendência semelhante, ou seja, o maior valor de CTR é registrado para as frações volumétricas C3 e C4, após o qual há uma diminuição desse valor.

Tabela 4.18. CTR (%) associado ao plano P2 correspondentes aos diversos casos.

casos	$Ta = 0$	$Ta = 267,1$	$Ta = 534,2$
C1	33,3295	15,2152	42,2669
C2	35,7228	35,9740	42,5489
C3	41,5912	33,9091	46,8001
C4	40,1290	49,8602	43,4336
C5	38,2543	47,3607	40,9228

Com o intuito de elucidar de maneira mais aprofundada as variações no CTR (%), foram elaborados gráficos que apresentam os valores da taxa de transporte de partículas em relação às posições dos planos (Figura 4.77). Nos gráficos correspondentes, fica nítido que os valores de eficiência crescem à medida que nos aproximamos da região da broca, mais precisamente no plano de contração ( $z/d = 0$ ). Tal fenômeno é facilmente compreensível, dado que a contagem

de partículas em qualquer instante temporal ocorre primeiro nos planos situados mais próximos do plano de contração.

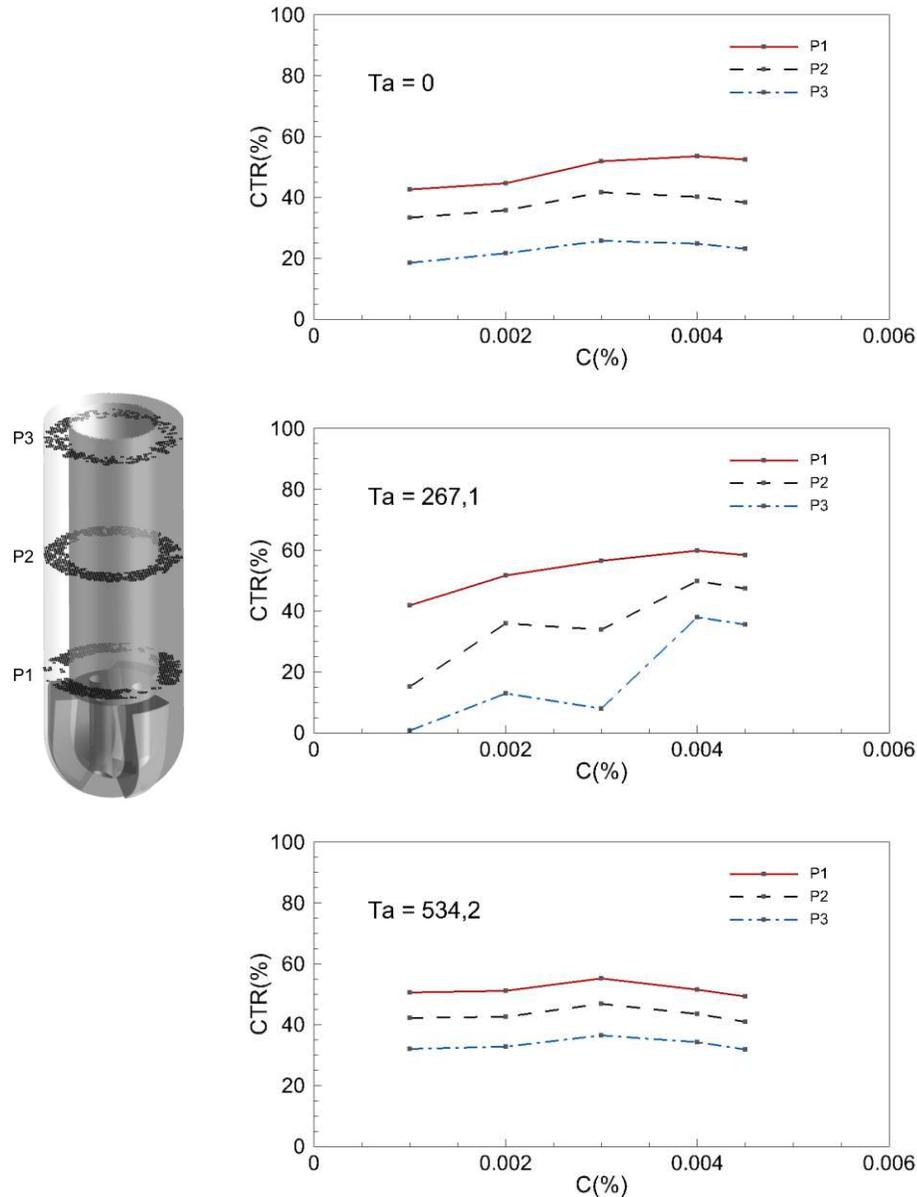


Figura 4.77– Gráficos da taxa de transporte de cascalho em relação à fração volumétrica de partículas ( $C$ ).

No que tange à comparação da influência da concentração para o mesmo valor do número de Taylor, percebe-se que, à medida que a concentração aumenta, os valores de CTR também se elevam. Entretanto, em determinado ponto, a curva de começa a diminuir. O aumento da eficiência ocorre devido ao fato de que uma maior quantidade de partículas está sendo contabilizada à medida que a fração volumétrica aumenta. A diminuição da tendencia decorre

das partículas que permanecem retidas em espaços mais restritos devido à configuração geométrica ou que permanecem confinadas em estruturas turbilhonares. Essas estruturas foram destacadas nas Figura 4.63 e Figura 4.64.

A Tabela 4.19 mostra o tempo de simulação em horas necessário para que um caso atinja um segundo físico. Nesta tabela, cada velocidade de rotação é associada a concentrações de partícula. É evidente que à medida que o número de Taylor aumenta, o custo computacional para atingir um segundo físico de simulação também aumenta. Por exemplo, em média, nos casos em que o número de Taylor é igual a zero, o tempo computacional é menor em 139 horas em relação aos casos em que o número de Taylor é 267,1. Quando comparado com o caso em que o valor de Taylor é 534,2, o tempo de simulação é menor em 164 horas.

Tabela 4.19. Custo computacional em horas para um segundo físico de simulação.

	<b><i>Ta = 0</i></b>	<b><i>Ta = 267,1</i></b>	<b><i>Ta = 534,2</i></b>
C1	265	403	421
C2	261	396	421
C3	259	410	423
C4	250	388	429
C5	263	395	426

# CAPÍTULO V

## CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

### 5.1 CONCLUSÕES

Foram apresentados dois problemas principais, a saber: o problema da cavidade cúbica com tampa deslizante e o problema do fundo de poço com broca PDC simplificada. Ambos os problemas foram submetidos a simulações em uma plataforma numérica em desenvolvimento, utilizando uma estrutura de dados paralela, com o propósito de resolver as equações de Navier-Stokes. As equações foram discretizadas espacialmente por meio do método de volumes finitos, onde os termos difusivos foram aproximados utilizando diferenças centradas, enquanto a discretização temporal foi tratada com o esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem (explícito). O acoplamento entre pressão e velocidade foi realizado por meio do método do passo fracionado composto por dois passos. A metodologia LES foi empregada para tratar o fenômeno de turbulência, incorporando o modelo sub-malha dinâmico.

No contexto da cavidade cúbica com tampa deslizante e uma relação de aspecto de 1:1, conduzimos análises da dinâmica de uma única partícula e de 4225 partículas imersas no interior do domínio. Os resultados relativos à dinâmica de uma partícula indicaram que a inclusão do acoplamento de duas vias resultou em uma concordância significativamente maior com os dados experimentais. Essa tendência é ainda mais evidente ao examinarmos detalhadamente a visualização tridimensional das trajetórias das partículas. Em relação às análises das forças atuantes na partícula, a força de arrasto destacou-se em termos de magnitude, sendo a principal força que influenciou diretamente o movimento das partículas. A velocidade relativa da partícula, como parte dos cálculos das forças que atuam nela, desempenhou um papel fundamental nos

altos valores de número de Reynolds da partícula  $Re_p$ . Os resultados relacionados à distribuição do conjunto de partículas evidenciaram a descrição do desenvolvimento das estruturas características do escoamento dentro da cavidade com tampa deslizante. Conforme o escoamento se desenvolveu e as estruturas se formaram, a distribuição de partículas variou em termos de dispersão, dependendo do instante e da região em que foram encontradas. Os histogramas da função de probabilidade ao longo do raio revelaram que o grau de dispersão aumentou nas proximidades do plano de simetria, além de mostrar a acumulação de partículas próxima aos centros dos vórtices nos planos extraídos para o domínio de partículas no instante final da simulação. As trajetórias das partículas foram significativamente influenciadas pela colisão, força de arrasto (maior magnitude em comparação com as outras forças) e as estruturas do escoamento no interior da cavidade. Embora a comparação qualitativa das distribuições espaciais das partículas tenha mostrado resultados bastante semelhantes para ambos os acoplamentos, nos gráficos PDF foram observadas concentrações de partículas com diferentes posições radiais em todos os planos extraídos, o que sugere que a força lagrangiana, ou seja, a força que o escoamento recebe por parte das partículas, desempenha um papel significativo quando a análise é feita de forma local. No entanto, em uma abordagem estatística do conjunto de partículas para ambos os acoplamentos, os resultados médios são próximos, conforme evidenciado pelo cálculo do deslocamento quadrático médio. No cenário VESFI, no conjunto de partículas, obtivemos resultados satisfatórios em relação à estatística das partículas, quando comparado com o acoplamento de uma via utilizando o campo de velocidades com solução fluidodinâmica continuada, e adicionalmente, obtivemos um custo computacional reduzido.

No contexto do problema de fundo de poço com broca PDC simplificada, utilizamos o método de fronteira imersa para modelar a geometria. A simulação numérica empregou o  $Re = 3500$  com base no diâmetro da coluna de perfuração, bem como os números de Taylor de 0, 267,1 e 534,2 para representar o movimento de rotação da coluna de perfuração. Também consideramos cinco concentrações de partículas posicionadas entre a broca e o fundo do poço, que foram liberadas após 4 segundos de desenvolvimento do escoamento. Observamos que o aumento na intensidade turbulenta estava diretamente relacionado ao número de Taylor. A região com maior energia cinética turbulenta concentra-se nas proximidades do fundo de poço, além de ocorrer após o impacto do escoamento naquela mesma região. Foram identificadas estruturas turbilhonares na região posterior das pás da broca ao analisar as linhas de corrente representadas por fitas no caso em que o número de Taylor é igual a zero. À medida que o número de Taylor associado à rotação da coluna de perfuração aumentava, observamos um aumento no ângulo de inclinação das linhas de corrente em relação à vertical (eixo axial). Esse

ângulo passou de  $29,86^\circ$  para  $49,15^\circ$  à medida que o número de Taylor aumentou de 267,1 para 534,2, respectivamente. Nas análises das distribuições das partículas em diferentes planos em todos os casos, notamos que uma concentração mais elevada de partículas estava associada a um preenchimento mais amplo da região anular. Por outro lado, nos casos com o cenário VESFI, não observamos resultados equivalentes em contextos de escoamentos turbulentos, onde identificamos valores reduzidos de taxa de transporte de partículas (CTR) devido à retenção de um grande número de partículas no fundo do poço. Esse fenômeno afetou a representação precisa da dinâmica das partículas, como evidenciado tanto nas distribuições quanto nas análises estatísticas. Nos casos em que consideramos o acoplamento de duas vias, a tendência da curva da taxa de transporte de partículas (CTR) aumentou à medida que a quantidade de partículas liberadas no fundo do poço aumentou, atingindo um ponto de inflexão. Esse resultado foi consistente em todos os cenários e níveis de rotação investigados neste estudo. O custo computacional para atingir um segundo físico de simulação aumentou à medida que o valor do número de Taylor associado à rotação da coluna de perfuração aumentou. Nos casos em que não havia rotação (valor de Taylor igual a zero), o tempo necessário foi menor em 139 e 164 horas em relação aos casos com valores de Taylor de 267,1 e 534,2, respectivamente.

No contexto da geração de ruído branco, é relevante destacar que as variações nas funções geradoras de variáveis aleatórias, bem como a porcentagem da intensidade turbulenta nas condições de entrada de turbulência sintética, afetaram levemente os resultados, especialmente os sinais de velocidade na extremidade do bocal do domínio interno e os espectros de energia associados.

A implementação e aprimoramento do módulo de partículas na plataforma numérica representam um avanço significativo no sentido de estudar uma variedade de problemas relacionados a escoamentos particulados.

## 5.2 PERSPECTIVAS

Com o objetivo de avançar no desenvolvimento da plataforma numérica, algumas ideias como possíveis contribuições futuras são listadas:

- Paralelizar o código para os casos envolvendo partículas.
- Realizar simulações do problema do fundo de poço com broca, considerando a presença de fluidos não newtonianos.

- Implementar o acoplamento de quatro vias como parte dos modelos na fase dispersa.
- Considerar partículas não esféricas com diferentes números de Stokes em diferentes números de Reynolds e a influência de diferentes coeficientes de restituição e atrito nas colisões partícula-partícula.
- Investigar como a variação do ângulo de inclinação dos bocais afeta a magnitude da força de impacto e se há benefícios em explorar novas posições.
- Otimizar a geometria das pás da broca PDC.
- Introduzir outros parâmetros mecânicos, como a vibração axial e/ou radial na coluna de perfuração, e avaliar sua influência nos parâmetros fluidodinâmicos.

## CAPÍTULO VI

### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABBAS, A. K. Experimental investigation of cuttings transport with nanocomposite water-based drilling fluids modified by cellulose nanoparticles. **Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects**, v. 615, n. 0927-7757, p. 126240, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2021.126240>>.

ABBAS, A. K.; ALSABA, M. T.; AL DUSHAISHI, M. F. Improving hole cleaning in horizontal wells by using nanocomposite water-based mud, 2021. ISSN 0920-4105. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.petrol.2021.108619>>.

AKHSHIK, S.; BEHZAD, M.; RAJABI, M. CFD–DEM approach to investigate the effect of drill pipe rotation on cuttings transport behavior. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 127, p. 229-244, 2015. ISSN 0920-4105. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.petrol.2015.01.017>>.

AL-KAYIEM, H. H. et al. Simulation of the Cuttings Cleaning During the Drilling Operation. **American Journal of Applied Sciences**, v. 7, n. 6, p. 800-806, 2010. ISSN 1554-3641. Disponível em: <<https://doi.org/10.3844/ajassp.2010.800.806>>.

ALLETTO, M. **Numerical investigation of the influence of particle-particle and particle-wall collisions in turbulent wall-bounded flows at high mass loadings**. Universität der Bundeswehr Hamburg. [S.l.]. 2014.

ALMEIDA, D. W. D. F.; COSTA, S. S.; DA FONTOURA, S. A. B. **Estudo de correlação de velocidade de sedimentação de partículas para fluidos não newtonianos palicados a**

**problemas de limpeza de poços de petróleo.** 4º PDPETRO, campinas, SP 21-24 de Outubro de 2007. [S.l.]: [s.n.]. 2007.

ANDERSON, J. D. **Computational Fluid Dynamics, the basics Applications.** First. ed. [S.l.]: McGraw-Hill, 1995.

AWAD, A. M. et al. A CFD- RSM study of cuttings transport in non-Newtonian drilling fluids: Impact of operational parameters. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 208, p. 109613, 2022. ISSN 0920-4105. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.petrol.2021.109613>>.

AZAR, J. J.; SAMUEL, G. R. **Drilling Engineering.** [S.l.]: Pennwell Books, v. Azar, J. J. and Samuel, G. Robello, 2007. 486 p. ISBN 1593700725/978-1593700720. Disponível em: <<https://www.pennwellbooks.com/drilling-engineering-book-azar-samuel-9781593700720/>>.

BAKER. **Oil Tools.** [S.l.].

BENHAMADOUICHE, S. et al. Synthetic turbulent inflow conditions based on a vortex method for large-eddy simulation. **Progress in Computational Fluid Dynamics, an International Journal**, v. 6, n. 1-3, 2006. ISSN ISSN: 1468-4349. Disponível em: <<https://doi.org/10.1504/PCFD.2006.009482>>.

BERKOOZ, G.; HOLMES, P.; LUMLEY, J. L. The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 25, n. 1, p. 539-575, 1993. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002543>>.

BLACKBURN, H.; MANSOUR, N.; CANTWELL, B. Topology of fine-scale motions in turbulent channel flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 310, p. 269-292, 1996. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112096001802>>.

BODNÁR, T.; GALDI, G. P.; NEČASOVÁ, Š. **Numerical methods for dispersed multiphase flows.** 1. ed. [S.l.]: [s.n.], 2017. 327–396 p. ISBN 978-3-319-60282-0. Disponível em: <<https://link.springer.com/book/10.1007%2F978-3-319-60282-0>>.

BORGES, J. E. **Modelagem Matemática e simulação de escoamentos em canais anulares com interação fluido-estrutura.** Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2011. Dissertação Mestrado.

BORGES, J. E. **Modelagem e simulação numérica de escoamentos simplificados no fundo de poços em perfuração**. Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2020.

BORGES, J. E. et al. Immersed Boundary Method Application as a Way to Deal with the Three-Dimensional Sudden Contraction. **Computation** **2018**, v. 6, n. 3, p. 50, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.3390/computation6030050>>.

BORGES, J. E. et al. Large-eddy simulation of downhole flow: The effects of flow and rotation rates. **The Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 99, n. S1, p. S751-S770, 2021. ISSN 1939-019X. Disponível em: <<https://doi.org/10.1002/cjce.23952>>.

BORGES, J. E. et al. Application of Euler-Lagrange approach and immersed boundary method to investigate the behaviour of rigid particles in confined flow. **Axioms, Mathematical Analysis**, 2023.

BOURGOYNE, A. T. J. et al. **Applied Drilling Engineering, SPE Textbook Series**. [S.l.]: [s.n.], 1986. 512 p. ISBN 1555630014.

BOUSSINESQ, J. **Theorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les**. 2°. ed. Paris: Fautiers-Villars, 1877.

BREUER, M.; ALLETTO, M.; LANGFELDT, F. Sandgrain roughness model for rough walls within Eulerian–Lagrangian predictions of turbulent flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 43, p. 157-175, 2012. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301932212000444>>.

CASAS, G. et al. Numerical simulation of particle impact drilling (PID) systems: a one-way coupled approach. **Computational Particle Mechanics**, v. 9, n. 4, p. 735-757, 2022. ISSN 21964386. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s40571-021-00440-y>>.

CHONG, M. S.; PERRY, A. E.; CANTWELL, B. J. A general classification of three-dimensional flow fields. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, v. 2, n. 5, p. 765-777, 1990. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.857730>>.

CLARK, R. A.; FERZIGER, J. H.; REYNOLDS, W. C. **Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow**. Stanford University. [S.l.]. 1979.

COURANT, R.; FRIEDRICHS, K.; LEWY, H. On the partial difference equations of mathematical physic. **IBM Journal of Research and Development** , v. 11, n. 2, p. 215-234, 1967. Disponível em: <<https://doi.org/10.1147/rd.112.0215>>.

CPLUSPLUS. [cplusplus.com](http://cplusplus.com), 2000-2021. Disponível em: <<https://www.cplusplus.com/reference/cstdlib/rand/>>. Acesso em: 22 out. 2021.

CRANE, C. **FLUJO DE FLUIDOS: EN VALVULAS, ACCESORIOS Y TUBERIAS/CRANE**. Tradução de S.A. VALFISA. [S.I.]: MCGRAW-HILL, 1987. ISBN 9684518463. CUCEI, CID.

CROWE, C. T. et al. **Multiphase Flows with Droplets and Particles**. Second. ed. [S.I.]: Boca Raton, 2012. ISBN 978-1-4398-4050-4.

DA SILVA, C. B.; PEREIRA, J. C. F. Invariants of the velocity-gradient, rate-of-strain, and rate-of-rotation tensors across the turbulent/nonturbulent interface in jets. **Physics of Fluids**, v. 20, n. 5, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.2912513>>.

DAROZ, V. **INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DA CIRCULAÇÃO DIRETA E REVERSA NO PROCESSO DE PERFURAÇÃO DE POÇOS DE PETRÓLEO**. UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ. [S.I.]. 2015.

DAVIDSON, L. **Fluid mechanics, turbulent flow and turbulence modeling**. [S.I.]: [s.n.], 2020. Disponível em: <[http://www.tfd.chalmers.se/~lada/postscript\\_files/solids-and-fluids\\_turbulent-flow\\_turbulence-modelling.pdf](http://www.tfd.chalmers.se/~lada/postscript_files/solids-and-fluids_turbulent-flow_turbulence-modelling.pdf)>.

DE MORAIS, J. M. **Petróleo em águas profundas: uma história tecnológica da PETROBRAS na exploração e produção offshore**. [S.I.]: [s.n.], 2013. ISBN 978-85-7811-159-5.

DE SOUSA, G. G. P.; CABRAL, Á. P. G.; FAGUNDES, F. P. Estimativa da eficiência de remoção de cascalhos durante a perfuração de poços de petróleo através de correlações matemáticas., setembro 2015. 19-30.

DE SOUZA, F. J.; SILVA, A. L.; UTZIG, J. Four-way coupled simulations of the gas–particle flow in a diffuser. **Powder Technology**, v. 253, p. 496-508, 01 fev. 2014. ISSN 0032-5910. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.powtec.2013.12.021>>.

DENNIS, S. C. R.; DENNIS, S. C. R.; INGHAM, D. B. The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 101, n. 2, p. 257-279, 1980. ISSN 1469-7645. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112080001656>>.

DHAMANKAR, N. S.; BLAISDELL, G. A.; LYRINTZIS, A. S. Overview of Turbulent Inflow Boundary Conditions for Large-Eddy Simulations. **AIAA Journal**, v. 56, n. 4, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.2514/1.J055528>>.

DURST, F.; LOY, T. Investigations of laminar flow in a pipe with sudden contraction of cross sectional area. **Computers & Fluids**, v. 13, p. 15-36, 1985. ISSN 0045-7930. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0045-7930\(85\)90030-1](https://doi.org/10.1016/0045-7930(85)90030-1)>.

ELGHOBASHI, S. On predicting particle-laden turbulent flows. **Applied Scientific Research**, v. 52, n. 4, p. 309-329, 01 jun. 1994. ISSN 1573-1987. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF00936835>>.

ENHANCED Drilling. **Web site enhanced-drilling.com/**, 2023. Disponível em: <[https://www.enhanced-drilling.com/hubfs/Solutions\\_MPC-\\_Managed-Pressure-Cementing\\_HERO\\_1920x1080.jpg](https://www.enhanced-drilling.com/hubfs/Solutions_MPC-_Managed-Pressure-Cementing_HERO_1920x1080.jpg)>. Acesso em: 19 Agosto 2023.

EVREN, O. M. et al. Estimation of Very-Difficult-to-Identify Data for Hole Cleaning, Cuttings Transport and Pressure Drop Estimation in Directional and Horizontal Drilling. **Society of Petroleum Engineers - IADC/SPE Asia Pacific Drilling Technology Conference 2010**, p. 668-685, 2010. ISSN 9781617820823. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.2118/136304-MS>>.

FAGUNDES, T. B. **Caracterização de cascalhos de perfuração de poços de petróleo por técnicas analíticas instrumentais**. Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. [S.l.]. 2018.

FANG, T. et al. Progress and development of particle jet drilling speed-increasing technology and rock-breaking mechanism for deep well. **Journal of Petroleum Exploration and Production Technology**, v. 12, n. 6, p. 1697-1708, 2022. ISSN 21900566. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s13202-021-01443-4>>.

FELICES, A. R. **Hidráulica de Tuberias y Canales**. Universidad Nacional de Ingeniería. [S.l.], p. 515. 2007.

FEUILLEBOIS, F.; LASEK, A. ON THE ROTATIONAL HISTORIC TERM IN NON-STATIONARY STOKES FLOW. **The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics**, v. 31, n. 4, p. 435-443, 1978. ISSN 0033-5614. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/qjmam/31.4.435>>.

FIALHO, P. F. **Cascalho de perfuração de poços de petróleo e gás. Estudo do potencial de aplicação em concreto**. Universidade Federal do Espírito Santo. [S.l.]. 2012.

FIGUEIREDO, L. M. **Investigação numérica da força de impacto e do coeficiente de descarga em bocais ejetores de brocas de perfuração**. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba. 2014.

FIGUEIREDO, L. M. D. et al. **Investigação da força de impacto e do coeficiente de descarga em bocais ejetores de brocas de perfuração**. ENAHPE 2013. V Encontro nacional de hidráulica de poços de petróleo e gás. TERESÓPOLIS, RJ: V Encontro nacional de hidráulica de poços de petróleo e gás. 2013.

FORD, J. **Drilling Engineering**. Heriot Watt University. [S.l.]. 2017.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J. **Introduction to Fluid Mechanics**. 8. ed. [S.l.]: [s.n.], 2011. ISBN 978047057557.

GCC.GNU.ORG. Disponível em: <<https://gcc.gnu.org/onlinedocs/9.1.0/>>. Acesso em: 07 jun. 2023.

GCC.GNU.ORG , 2019. Disponível em: <<https://gcc.gnu.org/onlinedocs/gcc-9.1.0/libstdc++/api/>>. Acesso em: 09 out. 2023. Part of the generated documentation is quoted from the ISO C++ Standard, which is Copyright © 1998 by Information Technology Industry Council.

GCC.GNU.ORG/ONLINEDOCS/GCC-9.1.0/GFORTRAN, 07 jun. 2023. Disponível em: <<https://gcc.gnu.org/onlinedocs/gcc-9.1.0/gfortran.pdf>>.

GEE, M. W. et al. **ML 5.0 Smoothed Aggregation**. Sandia National Laboratories. [S.l.]. 2007. (SAND2006-2649).

GERMANO, M. et al. A dynamic subgrid scales eddy viscosity model, v. 3, July 1991. Phys. Fluids A.

GONDRET, P.; LANCE, M.; PETIT, L. Bouncing motion of spherical particles in fluids. **Physics of Fluids**, v. 14, n. 2, p. 643-652, 2002. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1063/1.1427920>>.

GRIFFIN, O.; RAMBERG, S. Vortex shedding from a cylinder vibrating in line with an incident uniform flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 75, n. 2, p. 257-271, 1976. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112076000207>>.

GROWCOCK, F.; HARVEY, T. Drilling Fluids. **Drilling Fluids Processing Handbook**, p. 15-68, 2005. ISSN 978-0-7506-7775-2. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1016/B978-075067775-2/50003-2>>.

GUO, B.; LIU, G. Equipment in Mud Circulating Systems. **Applied Drilling Circulation Systems**, p. 3-18, 2011. ISSN 978-0-12-381957-4. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1016/B978-0-12-381957-4.00001-2>>.

HAIPOUR, M. CFD simulation of turbulent flow of drill cuttings and parametric studies in a horizontal annulus. **SN Applied Sciences**, v. 2, n. 6, p. 1-12, 2020. ISSN 25233971. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1007/s42452-020-2970-2>>.

HEMPHILL, T.; LARSEN, T. I. Hole-Cleaning Capabilities of Water- and Oil-Based Drilling Fluids: A Comparative Experimental Study. **SPE Drilling & Completion**, v. 11, n. 04, p. 201-207, 1996. ISSN 1064-6671. Disponivel em: <<https://dx.doi.org/10.2118/26328-PA>>.

HOVENDEN, R. J.; DAVIDSON, M. R. **Turbulence modelling of single phase flow in a spray dryer**. In International Conference on CFD in Mineral & Metal Processing and Power Generation. [S.l.]: [s.n.]. 1997. p. 459-465.

HUANG, Z. et al. Investigation of PDC bit failure base on stick-slip vibration analysis of drilling string system plus drill bit. **Journal of Sound and Vibration**, v. 417, p. 97-109, 2018. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1016/j.jsv.2017.11.053>>.

HUNT, J. C. R.; WRAY, A. A.; MOIN, P. Eddies, Stream and Convergence Zones in turbulence Flows, n. N89-24555, p. 193-208, 1988. Center for Turbulence Research Proceeding of the Summer program.

HUQUE, M. M. et al. Experimental and numerical study of cuttings transport in inclined drilling operations. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 208, p. 109394, 2022. ISSN 0920-4105. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.petrol.2021.109394>>.

HUTCHINGS, I.; SHIPWAY, P. Wear by hard particles. **Tribology**, p. 165-236, 2017. ISSN 978-0-08-100910-9. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-08-100910-9.00006-4>>.

JACOB, B. et al. Effects of random disturbances on the stability of a temporally evolving incompressible plane wake. **Mechanics Research Communications**, v. 103, 2020. ISSN 0093-6413. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.mechrescom.2020.103475>>.

JARRIN, N. et al. A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 27, n. 4, p. 585-593, 2006. ISSN 0142-727X. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.02.006>>.

JEREH. Jereh. Disponível em: <<http://www.jereh-oilfield.com/spain/>>. Acesso em: 12 Julho 2019.

JIAN, Z. et al. Numerical Simulation of the Bottom Hole Flow Field of Particle Impact Drilling. **Advances in Petroleum Exploration and Development**, v. 8, n. 2, p. 18-23, 2014. ISSN 1925-542X. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.3968/5955>>.

JÚNIOR, Á. R. P.; FREITAS, M. E. D. A.; LACERDA, W. S. **Geração de números aleatórios**. Sinergia, São Paulo. São Paulo: [s.n.]. 2002. p. 154-161.

KARADZHOVA, G. N. **Drilling efficiency and stability comparison between Kymera, Tricone and PDC bits**. University of Stavanger. [S.I.]. 2014.

KENNEDY, J.; R. EBERHART. Particle swarm optimization. **Proceedings of ICNN'95 - International Conference on Neural Networks**, v. 4, p. 1942-1948, 1995. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/ICNN.1995.488968>>.

KHATIBI, M. et al. Experimental Study of Frictional Pressure Loss for Eccentric Drillpipe in Horizontal Wells. **Proceedings of the IADC/SPE Asia Pacific Drilling Technology Conference, APDT**, 2018. ISSN 9781613995747. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.2118/191046-MS>>.

KIM, D.; HEO, S.; CHEONG, C. Time-domain inflow boundary condition for turbulence-airfoil interaction noise prediction using synthetic turbulence modeling. **Journal of Sound and**

**Vibration**, v. 340, p. 138-151, 2015. ISSN ISSN 0022-460X. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jsv.2014.11.036>>.

KIM, J.; MOIN, P. Application of a Fractional-Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations. **Journal of Computational Physics**, California, p. 308-323, 4 September 1984. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(85\)90148-2](https://doi.org/10.1016/0021-9991(85)90148-2)>.

KLEIN, M.; SADIKI, A.; JANICKA, J. A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations. **Journal of Computational Physics**, v. 186, p. 652-665, 2003. ISSN 0021-9991. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0021-9991\(03\)00090-1](https://doi.org/10.1016/S0021-9991(03)00090-1)>.

KOLÁŘ, V. Vortex identification: New requirements and limitations. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 28, n. 4, p. 638-652, May 2007. ISSN 0142-727X. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.03.004>>.

KOSINSKI, P.; KOSINSKA, A.; HOFFMANN, C. C. Simulation of solid particles behaviour in a driven cavity flow. **Powder Technology**, v. 191, n. 3, p. 327-339, 24 abr. 2009. ISSN 0032-5910. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.powtec.2008.10.025>>.

KRAICHNAN, R. H. Diffusion by a Random Velocity Field. **Physics of Fluids**, v. 13, n. 1, p. 22–31, 1 January 1970. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.1692799>>.

LAI, F. C. D. **SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO PARTICULADO PARA O PREENCHIMENTO DE CANAL FRATURADO**. UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ. Curitiba. 2013.

LE, H.; MOIN, P. “**Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Backward-Facing Step**. Stanford University. [S.l.]. 1994.

LE, H.; MOIN, P.; KIM, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. **Journal of Fluid Mechanics**, p. 349-374, 1997. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112096003941>>.

LEE, S.; LELE, S. K.; MOIN, P. Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor’s hypothesis in compressible flow. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, v. 4, n. 7, p. 1521–1530, 1 July 1992. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.858425>>.

LEONARD, B. P. A Stable and accurate convective modelign procedure based in quadratic upstream interpolation., v. 19, 1979.

LI, G. et al. Intelligent Drilling and Completion: A Review. **Engineering**, v. 18, p. 33-48, 2022. ISSN 2095-8099. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1016/j.eng.2022.07.014>>.

LI, J.; WILDE, G. Effect of Particle Density and Size on Solids Transport and Hole Cleaning With Coiled Tubing, 2005. Disponivel em: <<https://dx.doi.org/10.2118/94187-MS>>.

LILLY, D. K. A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method., v. 3, p. 633-635, March 1992. University of Oklahoma.

LO, D. C.; MURUGESAN, K.; YOUNG, D. L. Numerical solution of three-dimensional velocity–vorticity Navier–Stokes equations by finite difference method. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 47, n. 12, p. 1469-1487, 2005. ISSN 1097-0363. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1002/fld.822>>.

LOURENÇO, M. A. S. **Desenvolvimento de uma platafomra para computação de alto desempenho de escoamentos transientes, utilizando estrutura octanaria**. Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2012.

LUDEMA, K. C. **Friction, Wear, Lubrication. A textbook in tribology**. [S.l.]: [s.n.], 1996.

LUMLEY, J. The structure of in homogeneous turbulent flows, p. 166-78, 1967.

MA, L. et al. Comprehensive insight into cuttings motion characteristics in deviated and horizontal wells considering various factors via CFD simulation. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 208, p. 109490, 2022. ISSN 0920-4105. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1016/j.petrol.2021.109490>>.

MA, L.; INGHAM, D. B.; WEN, X. NUMERICAL MODELLING OF THE FLUID AND PARTICLE PENETRATION THROUGH SMALL SAMPLING CYCLONES. **Journal of Aerosol Science**, v. 31, n. 9, p. 1097-1119, 2000. ISSN 0021-8502. Disponivel em: <[https://doi.org/10.1016/S0021-8502\(00\)00016-1](https://doi.org/10.1016/S0021-8502(00)00016-1)>.

MANEIRA, E. L. **Estudo da Hidráulica de Brocas de perfuração de Poços-Efeitos de parâmetros do processo de perfuração**. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, Brasil. 2013.

MARIANO, F. P. et al. An improved immersed boundary method by coupling of the multi-direct forcing and Fourier pseudo-spectral methods. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 44, n. 9, p. 388, 08 ago. 2022. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s40430-022-03679-5>>.

MATAIX, C. **Mecanica de Fluidos e Maquinas Hidraulicas**. Segunda. ed. [S.l.]: Ediciones de Castillo, S. A., 1986.

MATAS, J. P.; MORRIS, J. F.; GUAZZELLI, É. Inertial migration of rigid spherical particles in Poiseuille flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 515, p. 171-195, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112004000254>>.

MENEZHINI, J. R.; BEARMAN, P. W. Numerical Simulation of High Amplitude Oscillatory Flow About a Circular Cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, v. 9, p. 435-455, 1995. ISSN 0889-9746. Disponível em: <<https://doi.org/10.1006/jfls.1995.1025>>.

MICHAELIDES, E. E.; CROWE, C. T.; SCHWARZKOPF, J. D. (Eds.). **Multiphase flow Handbook**. 2°. ed. Boca Raton: CRC Press; 2nd ed. edição (1 setembro 2016), 2016. 1420 p. ISBN 9781315371924. Disponível em: <<https://doi.org/10.1201/9781315371924>>. Engineering & Technology, Mathematics & Statistics.

MICON-DRILLING, G. **Micon-Drilling**. Catálogo. [S.l.]: [s.n.]. 2016. p. 43. Drilling Equipment Made in Germany.

MOHAMMED, S. E.; ALMAHDAWI, F. H. M. Experimental Study for Assessment of Cutting Density Effect on Hole Cleaning Efficiency in Inclined and Horizontal Wells. **Iraqi Journal of Chemical and Petroleum Engineering**, v. 21, n. 3, p. 1-8, 2020. ISSN 2618-0707. Disponível em: <<https://doi.org/10.31699/IJCPE.2020.3.1>>.

MOREIRA, L. D. Q. **Simulação de grandes escalas de jatos periódicos temporais utilizando a metodologia pseudo-espectral de Fourier**. Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2007.

MORRISON, A. **An Introduction to Fluid Mechanics**. [S.l.]: Cambridge University Press, New York, 2013. This correlation appears in Figure 8.13 on page 625.

MOSLEMI, A.; AHMADI, G. Study of the Hydraulic Performance of Drill Bits Using a Computational Particle-Tracking Method. **SPE Drill & Compl**, v. 29, p. 28-35, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.2118/169812-PA>>.

MUDDE, R. F. et al. LDA-Measurements of the Turbulence in and Around a Venturi. **Engineering Turbulence Modelling and Experiments** 6, p. 511-520, 2005. ISSN 9780080445441. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/B978-008044544-1/50049-2>>.

MUNSON, B. R.; YOUNG, D. F.; OKIISHI, T. H. **Fundamentals of Fluid Mechanics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, Inc, 2002. ISBN 0-471-44250-X.

NAKAMURA, Y.; OHYA, Y. The effects of turbulence intensity and scale on the mean flow past square rods. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 11, p. 421-430, 1983. ISSN 0167-6105. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0167-6105\(83\)90118-6](https://doi.org/10.1016/0167-6105(83)90118-6)>.

NICOLLI, D.; SOARES, C. B. P. **Avalização da Dispersão do Cascalho de Perfuração Lançado em Águas profundas**. [S.l.]: [s.n.]. 2010.

OESTERLÉ, B.; DINH, T. Experiments on the lift of a spinning sphere in a range of intermediate Reynolds numbers. **Experiments in Fluids**, v. 25, p. 16–22, 1998. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s003480050203>>.

OFFENBACHER, L. A.; MCDERMAID, J.; PATTERSON, C. PDC bits find applications in Oklahoma drilling. IADC/SPE Drilling Conference. **Society of Petroleum Engineers**, 1983.

OZBAYOGLU, M. E. et al. Effect of Pipe Rotation on Hole Cleaning for Water-Based Drilling Fluids in Horizontal and Deviated Wells. **Society of Petroleum Engineers - IADC/SPE Asia Pacific Drilling Technology Conference 2008 - "Drilling Technology to Access Future Energy Demand and Environmental Challenges"**, p. 332-342, 2008. ISSN 9781605606743. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.2118/114965-MS>>.

PABORTSAVA, K. et al. The influence of drill cuttings on physical characteristics of phytodetritus. **Marine Pollution Bulletin**, v. 62, n. 10, p. 2170-2180, 2011. ISSN 0025-326X. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.marpolbul.2011.07.002>>.

PALACIOS, S. F. et al. **Experimental and Numerical Study of Turbulent Newtonian Flow through an Axisymmetric Sudden Contraction**. [S.l.]. 2010.

PAMIÈS, M. et al. Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. **Physics of Fluids**, v. 21, n. 4, 1 April 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.3103881>>.

PEDEN, J. M.; FORD, J. T.; OYENEYIN, M. B. Comprehensive Experimental Investigation of Drilled Cuttings Transport in Inclined Wells Including the Effects of Rotation and Eccentricity. **European Petroleum Conference**, v. 1, p. 393-404, 1990. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.2118/20925-MS>>.

PICKETT, T. W. et al. Cost estimate classification system-as applied in engineering, procurement, and construction for the process industries. **AACE International Recommended Practice No. 18R-97**, 2019.

PRASAD, A. K.; KOSEFF, J. R. Reynolds number and end-wall effects on a lid-driven cavity flow. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, v. 1, n. 2, p. 208-218, 1989. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.857491>>.

PROJECT MANAGEMENT INSTITUTE, E. (Ed.). **El estándar para la dirección de proyectos e Guía de los fundamentos para la dirección**. 7°. ed. [S.l.]: [s.n.], 2021. ISBN 9781628256659. Disponível em: <<https://we-educacion.com/pmbok>>.

PUELLES, S. C. P. **Aplicação do método de fronteira imersa no estudo de escoamentos no fundo de poço, considerando brocas simplificadas**. Universidade Federal de Uberlândia. [S.l.]. 2019.

RAMSEY, M. S. Practical wellbore hydraulics and hole cleaning: Unlock faster, more efficient, and trouble-free drilling operations, p. 1-340, 2019. ISSN 9780128170885. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/C2018-0-01191-3>>.

ROIDL, B.; MEINKE, M.; SCHRÖDER, W. A reformulated synthetic turbulence generation method for a zonal RANS–LES method and its application to zero-pressure gradient boundary layers. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 44, p. 28-40, 2013. ISSN 0142-727X. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.03.017>>.

ROMAI, Y. **Fluidos de Perforación**. Apostila. Mexico: [s.n.]. 2008.

RUBINOW, S. I.; KELLER, J. B. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 11, n. 3, p. 447-459, 1961. ISSN 1469-7645. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112061000640>>.

SAFDARI, A.; KIM, K. C. Lattice Boltzmann simulation of solid particles behavior in a three-dimensional lid-driven cavity flow. **Computers & Mathematics with Applications**, v. 68, n. 5, p. 606-621, 01 set. 2014. ISSN 0898-1221. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.camwa.2014.07.004>>.

SAFFMAN, P. G. The lift on a small sphere in a slow shear flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 22, n. 2, p. 385-400, 1965. ISSN 1469-7645. Disponível em: <<https://doi.org/10.1017/S0022112065000824>>.

SALUBI, V. et al. Effect of two-phase gas-liquid flow patterns on cuttings transport efficiency. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 208, p. 109281, 2022. ISSN 0920-4105. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.petrol.2021.109281>>.

SALVO, R. D. V. **Aplicação da metodologia Euleriana-Lagrangiana à análise do processo de separação em ciclones**. Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2013.

SÁNCHEZ, F. M. P. **Estudo Experimental do escoamento de fluido Newtoniano em contração abrupta axissimétrica com a técnica de velocimetria por imagem de partículas**. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba. 2011.

SÁNCHEZ, F. P. et al. **Experimental and numerical study of turbulent newtonian flow through an axisymmetric sudden contraction**. [S.l.]. 2010.

SANDHAM, N. D.; YAO, Y. F.; LAWAL, A. A. Large-eddy simulation of transonic turbulent flow over a bump. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 24, n. Issue 4, p. 584-595, 2003. ISSN 0142-727X. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0142-727X\(03\)00052-3](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(03)00052-3)>.

SANTOS, V. T. S. **Estudo experimental da força de impacto e do coeficiente de descarga de bocais ejetores utilizados na perfuração de poços de petróleo**. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba. 2014.

SARAMANGO, S. F. P. **Métodos de Otimização Randômica: Algoritmos genéricos e Simulated Annealing**. São Carlos-SP. 2012.

SERGEANT, E. **Vers une mthodologie de couplage entre la simulation des grandes chelles et les modles statistiques**. Ecole centrale de Lyon. [S.l.]. 2002.

SERGEANT, E.; BERTOGLIO, J.; LAURENCE, D. “**Coupling between Large-Eddy Simulation and Reynolds-Averaged Navier–Stokes**. 3rd Int. Workshop on Direct and LES. Munich: [s.n.]. 2000.

SHAANAM, S.; FERZIGER, J. H.; REYNOLDS, W. C. **Numerical Simulation of Turbulence in the Presence of Shear**. Satanford University. [S.l.]. 1975. Trabalho patrocinado por a NASA/ Ames Research Center under Grant NASA-NgR-05-020-622.

SHEU, T. W. H.; TSAI, S. F. Flow topology in a steady three-dimensional lid-driven cavity. **Computers & Fluids**, v. 31, p. 911–934, 2002. Disponivel em: <[https://doi.org/10.1016/S0045-7930\(01\)00083-4](https://doi.org/10.1016/S0045-7930(01)00083-4)>.

SHIH, T.-H.; LIN, N.-S. Numerical study of outlet boundary conditions for unsteady turbulent internal flows using NCC. **Computational Fluid Dynamics**, 2011. Disponivel em: <<https://doi.org/10.2514/6.2011-3701>>.

SHORT, J. A. **Directional and Horizontal Drilling**. Tulsa: PennWellBooks, 1993. 232 p. ISBN 0878143955. Disponivel em: <[https://books.google.com/books/about/Introduction\\_to\\_Directional\\_and\\_Horizont.html?hl=es&id=eGBQAQAIAAJ](https://books.google.com/books/about/Introduction_to_Directional_and_Horizont.html?hl=es&id=eGBQAQAIAAJ)>.

SHU, C.; WANG, L.; CHEW, Y. T. Numerical computation of three-dimensional incompressible Navier-Stokes equations in primitive variable form by DQ method. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 43, n. 4, p. 345-368, 2003. ISSN 02712091. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1002/fld.566>>.

SIFFERMAN, T. R. et al. Drill Cutting Transport in Full Scale Vertical Annuli. **Journal of Petroleum Technology**, v. 26, p. 1295-1302, 1974. ISSN 0149-2136. Disponivel em: <<https://dx.doi.org/10.2118/4514-PA>>.

SILVEIRA NETO, A. **Escoamentos turbulentos: Análise Física e Modelagem Teórica**. Uberlândia: Composer, 2020. 634 p. ISBN 978-65-990365-1-4.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with primitive equations. **MONTHLY WEATHER REVIEW**, Washington D.C, v. 93, n. 3, 18 Março 1963.

SMIRNOV, A. V.; SHI, S.; CELIK, I. B. Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulations and Particle-Dynamics Modeling. **Journal of Fluids Engineering-transactions of The Asme**, v. 123, p. 359-371, 2001. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1115/1.1369598>>.

SOMMERFELD, M. **Theoretical and Experimental Modelling of Particulate Flows**. Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg. [S.l.]. 2000.

SORIA, J. et al. A study of the fine-scale motions of incompressible time-developing mixing layers. **Physics of Fluids**, v. 6, n. 2, p. 871-884, 1994. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.868323>>.

SOTIROPOULOS, F.; YANG, X. Immersed boundary methods for simulating fluid-structure interaction. **Elsevier**, v. 65, p. 1-21, February 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2013.09.003>>.

SOUZA, F. D. **Análise dinâmica de uma coluna de perfuração acoplamento lateral-torcional**. Universidade Federal de Rio de Janeiro. Rio de Janeiro. 2018.

SUBRAMANIAM, S. Lagrangian–Eulerian methods for multiphase flows. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 39, n. 2-3, p. 215-245, 2013. ISSN 0360-1285. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.pecs.2012.10.003>>.

SUTKO, A. A. Drilling Hydraulics-A Study of Chip Removal Force Under a Full-Size jet Bit. **Society of Petroleum Engineers Journal**, v. 13, n. 8, p. 233-238, 1973. ISSN 0197-7520. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.2118/3985-PA>>.

TADINI, C. C. et al. **Operações Unitarias na industria de alimentos**. [S.l.]: LTC, v. I, 2016. ISBN 9788521630333. Acesso em: 2023.

TAVARES, J. J. P. Z. D. S. **Módulo 1: Tratamento de Dados Coletados do Sensor de temperatura LM35**. Universidade Federal de Uberlândia. [S.l.]. 2023.

TRIGIA, A. A. et al. **Fundamentos de engenharia de petróleo**. Rio de Janeiro: Interciência Ltda, 2001. ISBN 85-7193-046-5.

TRILINOS. Trilinos, 2023. Disponível em: <<https://trilinos.github.io/>>. Acesso em: 16 Setembro 2023.

TRILINOS.ORG. **Trilinos.org**, 2023. Disponível em: <[https://docs.trilinos.org/dev/packages/ml/doc/html/classML\\_\\_Epetra\\_1\\_1MultiLevelOperator.html](https://docs.trilinos.org/dev/packages/ml/doc/html/classML__Epetra_1_1MultiLevelOperator.html)>. Acesso em: 10 set. 2023.

TSORNG, S. J. et al. Behaviour of macroscopic rigid spheres in lid-driven cavity flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 34, p. 76-101, 2008. ISSN 0301-9322. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2007.06.007>>.

UHLMANN, M. An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. **Journal of Computational Physics**, v. 209, n. 2, p. 448-476, 01 nov. 2005. ISSN 0021-9991. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2005.03.017>>.

VANELLA, M.; BALARAS, E. A moving-least-squares reconstruction for embedded-boundary formulations. **Journal of Computational Physics**, v. 228, n. 18, p. 6617-6628, 1 October 2009. ISSN 0021-9991. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jcp.2009.06.003>>.

VEDOVOTO, J. M. et al. Influence of synthetic inlet turbulence on the prediction of low Mach number flows. **Computers & Fluids**, v. 106, p. 135-153, 2015. ISSN 0045-7930. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2014.09.046>>.

VESTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics**. Segunda. ed. [S.I.]: PEARSON Education, 2007. 1116 p.

VIANA, E. D. C. **Simulação numérica de escoamentos com condições de contorno dependentes do tempo na entrada do domínio de cálculo**. Universidade estadual paulista. Ilha Solteira. 2005.

WHITE, F. M. **Fluid Mechanics**. 7. ed. [S.I.]: Mc Graw Hill, 2011. ISBN 978-0-07-352934-9.

WHITE, F. M. **Mecânica dos fluidos**. Tradução de Nelson Manzanares Mario Moro Fecchio. 6°. ed. [S.I.]: AMGH Editora Ltda. (AMGH Editora é uma parceria entre ARTMED Editora S.A. e MCGRAW-HILL EDUCATION), 2011. ISBN 0072938447/9780072938449.

YAN, T. et al. Numerical investigation on horizontal wellbore hole cleaning with a four-lobed drill pipe using CFD-DEM method. **Powder Technology**, v. 375, p. 249-261, 2020. ISSN 0032-5910. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1016/j.powtec.2020.07.103>>.

YAN, Y. et al. The Influence of Nozzles on Bottomhole Flow Field of Dual-diameter PDC Bit. **International Journal of Fluid Machinery and Systems**, v. 13, n. 1, 2020. ISSN 18829554. Disponivel em: <<http://dx.doi.org/10.5293/IJFMS.2020.13.1.222>>.

YANG, M. et al. Cutting Efficiency of a Single PDC Cutter on Hard Rock. **Journal of Mechanics**, v. 39, p. 2-23, 01 jan. 2023. ISSN 1811-8216. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1093/jom/ufad001>>.

YEO, L. et al. Optimization of hole cleaning in horizontal and inclined wellbores: A study with computational fluid dynamics. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 205, p. 108993, 2021. ISSN 0920-4105. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1016/j.petrol.2021.108993>>.

YU, M. et al. An Experimental Study of Hole Cleaning Under Simulated Downhole Conditions. **Proceedings - SPE Annual Technical Conference and Exhibition**, v. 2, p. 1186-1199, 2007. ISSN 9781604239263. Disponivel em: <<https://dx.doi.org/10.2118/109840-MS>>.

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, 2018. ISSN 21900566. Disponivel em: <<https://doi.org/10.1007/s13202-018-0435-6>>.

ZHAO, J.; ZHAO, J. The Technical Development for Increasing ROP with Particle Impact Drilling in China. **Advanced Materials Research**, v. 904, p. 292-295, 2014. ISSN 1662-8985. Disponivel em: <<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.904.292>>.

## APÊNDICE A - Refinamento de malha nas bordas da cavidade

Em escoamentos internos, as regiões onde os efeitos viscosos predominam crescem na direção jusante, desacelerando o escoamento axial e acelerando o núcleo central para manter a continuidade do escoamento (WHITE, 2011); essa região é chamada de camada limite. Para escoamentos turbulentos, a camada limite cresce mais rapidamente e tem maior extensão de entrada do que no caso laminar. Portanto, o refinamento nas paredes do domínio, onde a camada limite formada tem uma espessura muito pequena, ajudará a capturar esse fenômeno. Nesse sentido, foram implementadas as equações (6.1) e (6.2) no código computacional para o refinamento nas bordas do domínio.

$$dx_{min} = L * 0,5 * \frac{(1 - fer)}{(1 - fer^{N_L * 0,5})}, \quad (6.1)$$

$$dx_{max} = L * 0,5 * \frac{(1 - fer) * fer^{N_L * 0,5 - 1}}{(1 - fer^{N_L * 0,5})}, \quad (6.2)$$

onde  $dx_{min}$  e  $dx_{max}$  é o comprimento de mínimo e máximo dos volumes da malha, respectivamente.  $L$  é o comprimento total em uma direção,  $N_L$  é o número de volumes ao longo de  $L$  e  $fer$  é o fator de expansão e redução, expresso em porcentagem, para o refinamento.

As equações (6.1) e (6.2), foram implementadas tanto para um refinamento crescente-decrescente quanto vice-versa. Conforme demonstrado nos testes relacionados ao problema da cavidade cúbica com tampa deslizante, apresentados na seção de resultados, a porcentagem de refinamento será ajustada de acordo com as características específicas de cada caso. O parâmetro constante  $rel$ , representa a razão entre o maior e o menor tamanho do elemento da malha quando um refinamento é aplicado, resultando em  $rel = dx_{max}/dx_{min} = 2,62$ .

Para problemas que requerem refinamento nas bordas do domínio, como é o caso de escoamentos turbulentos, o menor tamanho de volume da malha é determinado pelo comprimento de Kolmogorov, conforme a seguinte equação:

$$\frac{\ell_i}{\eta} = Re_{\ell_i}^{3/4} \quad (6.3)$$

onde  $Re$  é o número de Reynolds,  $\ell_i$  é o comprimento integral do problema e  $\eta$  é o comprimento de Kolmogorov (SILVEIRA NETO, 2020).

Para determinar os parâmetros geométricos de uma malha refinada, com os valores de  $dx_{min}$ , e  $rel$  como entradas, foi essencial empregar um software baseado em um algoritmo de otimização heurística. Esse software visa calcular o número de volumes e a taxa de refinamento necessários.

É importante ressaltar que a otimização é amplamente utilizada na indústria com o propósito de aprimorar sistemas existentes, buscando maximizar ou minimizar funções numéricas com múltiplas variáveis, frequentemente sujeitas a restrições (SARAMANGO, 2012). O problema em questão envolve uma função objetivo única, sujeita a restrições que obedecem às leis da física inerentes ao problema. Essa função surge da necessidade de calcular os parâmetros geométricos de malhas refinadas nas bordas, as quais formam volumes quando interseccionadas nos três eixos de um sistema cartesiano.

Além de capturar o fenômeno da camada limite do escoamento próximo da parede, a redução do custo computacional fica evidente com a diminuição do número de volumes na malha do domínio. Partindo desse princípio, enfatizamos o valor de  $N_L$  na equação (6.1) e buscamos minimizar a função  $F$  apresentada na Eq. (6.4).

$$F = \log\left(1 - \frac{L * 0,5 * (1 - fer)}{dx_{min}}\right) / (0,5 * \log(fer)) . \quad (6.4)$$

Os limites das variáveis do projeto são os seguintes:

$$0,88\eta \leq dx_{min} \leq \eta , \quad (6.5)$$

$$1 < fer < 2 . \quad (6.6)$$

O valor de  $F$  deve atender a certos limites, uma vez que, devido ao refinamento nas bordas dos limites, o número de volumes será menor em comparação a uma malha uniforme com o mesmo comprimento de Kolmogorov. Portanto, estabelecemos limites baseados no seguinte critério:

$$0,3N_{unif} < F < 0,8N_{unif} , \quad (6.7)$$

onde  $N_{unif}$  é o número de volumes em uma malha uniforme, ou seja,  $dx = dy = dz$ . Esses limites são expressos como penalidades (restrições) para nossa função objetivo, da seguinte forma:

$$res(1) = 0,3N_{unif} - F < 0 , \quad (6.8)$$

$$res(2) = 0,8N_{unif} - F > 0 . \quad (6.9)$$

Para incorporar a restrição relacionada à relação entre o valor máximo e mínimo da face, primeiro calculamos o valor máximo, considerando o valor resultante da função  $F$  e substituímos esse valor na Eq. (6.2), obtendo:

$$dx_{max} = L * 0,5 * \frac{(1 - fer) * fer^{F*0,5-1}}{(1 - fer^{F*0,5})} . \quad (6.10)$$

Com as informações da Eq. (6.10), é possível calcular a seguinte restrição apresentada na Eq. (6.11):

$$res(3) = 2,62 * dx_{min} - dx_{max} = 0 . \quad (6.11)$$

Por fim, a função objetivo, considerando as restrições, assume a seguinte forma:

$$FO = F + rp * (max(0, res(1)))^2 + rp * (max(0, -res(2)))^2 + rp * (res(3))^2 , \quad (6.12)$$

onde o  $rp$ , é o parâmetro de penalização e  $res(1,2 e 3)$  são as penalidades da função objetivo, classificadas como restrições de desigualdade para as duas primeiras e de igualdade para a última.

O presente estudo faz uso do Algoritmo de Enxame de Partículas (*Particle Swarm Optimization* - PSO), desenvolvido por Kennedy e R. Eberhart (1995), como método de

otimização heurística. Nesse contexto, as informações necessárias para a execução do algoritmo incluem a função objetivo e as restrições associadas.

É relevante destacar que, devido à utilização de volumes com dimensões diversas, houve a necessidade de modificar a sub-rotina previamente estabelecida por (LOURENÇO, 2012) para o cálculo da matriz de coeficientes  $p'$  em casos que envolvem a condição de derivada nula. Essa adaptação resultou na utilização de uma sub-rotina de apenas 130 linhas de código, em contraste com a sub-rotina anterior, que possuía 950 linhas de código.

## APÊNDICE B - Turbulência sintética: Ruído branco

Para a introdução de perturbações do tipo ruído branco na entrada de um domínio genérico, adaptamos a expressão de Moreira (2007) conforme apresentada na Eq.(2.1), considerando a intensidade turbulenta e os valores do perfil médio, conforme descrito na Eq. (6.13):

$$w' = 2w_0 \left( \frac{0,5 - a}{100,0} \right) * I , \quad (6.13)$$

onde  $I$  é a intensidade turbulenta e  $w_0$  são os valores do perfil sem perturbação na entrada. Para o calcular a variável pseudo-aleatória  $a$ , empregamos o método do resíduo ponderado (M.R) conforme demonstrado na Eq. (2.5) e a função `rand()` do C++, cujo algoritmo é informado na seção 2.2 .

É importante ressaltar que, para enriquecer os dados, também utilizamos a função `rand` do MATLAB para a geração da variável pseudo-aleatória. A terminologia "números pseudo-aleatórios" refere-se a números gerados por algoritmos predefinidos, sejam eles criados pelo usuário ou funções disponíveis em bibliotecas.

O ruído gerado é incorporado ao perfil turbulento médio em um duto de seção circular, conforme descrito na Eq. (3.1).

Os perfis resultantes da aplicação de diferentes métodos para gerar variáveis pseudo-aleatórias estão ilustrados Figura 6.1, com intensidades turbulentas de 2% (coluna a) e 5% (coluna b). Para avaliar a intensidade turbulenta das flutuações nos perfis gerados, utilizamos a Eq. (2.4) para calcular esse parâmetro em cada ponto do perfil. Os resultados mostram que as flutuações permanecem dentro da faixa especificada de intensidade turbulenta, conforme indicado pelos valores máximos apresentados na Tabela 6.1.

Na Figura 6.2, sondas foram posicionadas para monitorar o comportamento temporal em duas localizações do perfil imposto: sonda 1 (0;0,25;0) e sonda 2 (0;0;0). O sinal da velocidade registrado na sonda 1 (Figura 6.2a e Figura 6.2c), exibe uma magnitude menor devido à sua distância do centro da área da seção de entrada (Figura 4.11), enquanto a sonda 2, localizada no núcleo do escoamento, apresenta uma magnitude maior, conforme ilustrado na Figura 6.2a e Figura 6.2c.

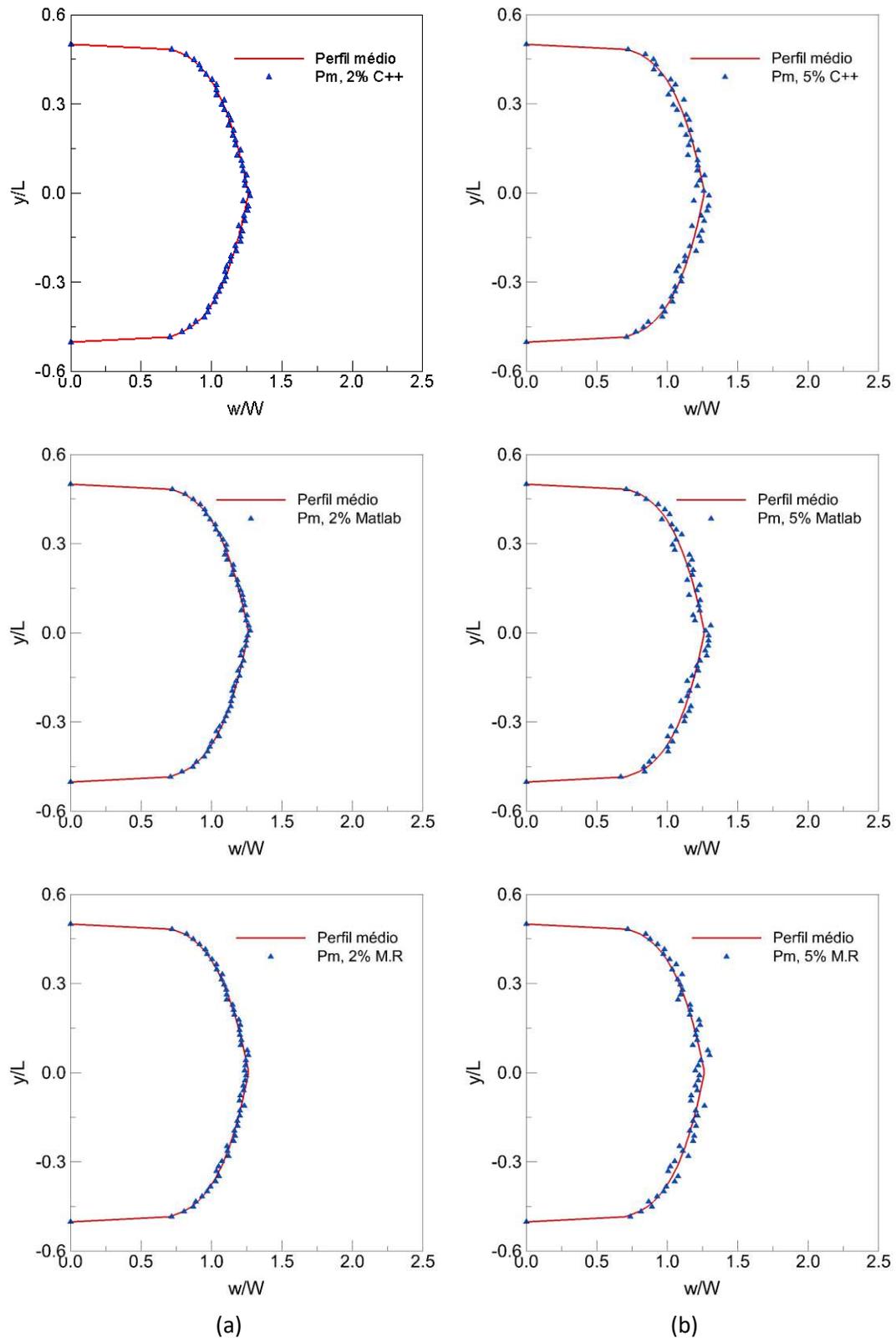


Figura 6.1 – Perfis de velocidades com imposição de ruído branco, para intensidades turbulentas: (a) 2%; (b) 5%.

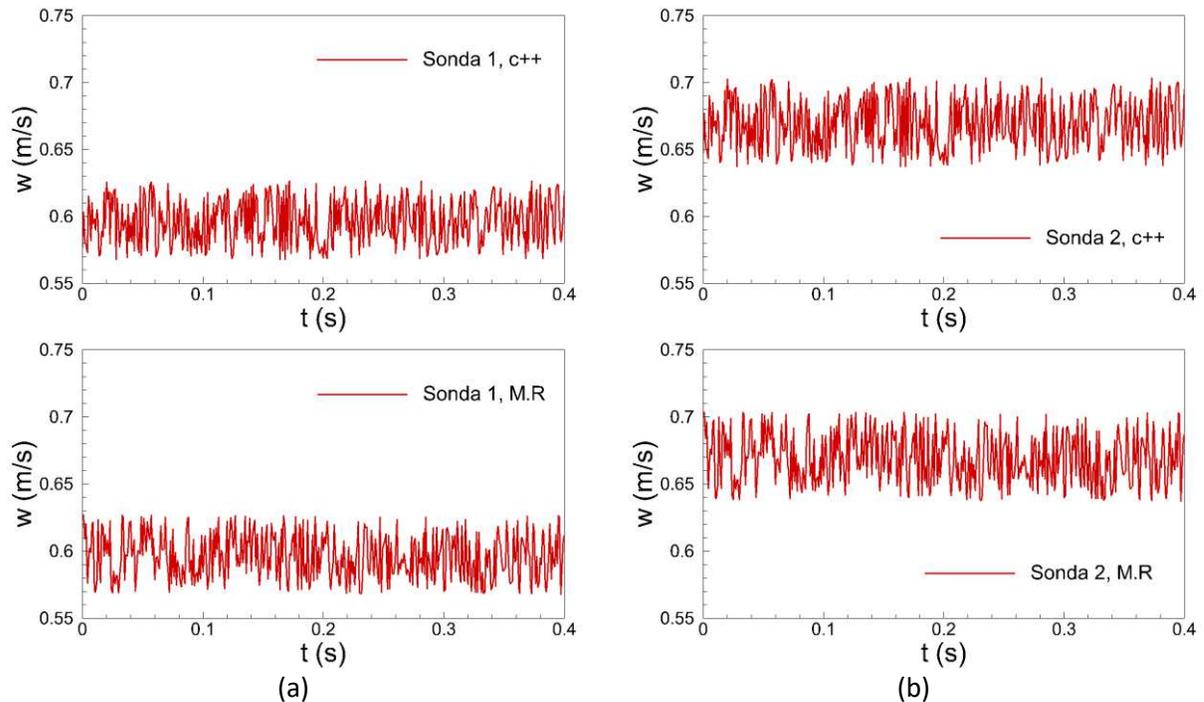


Figura 6.2 – Sinais das flutuações de velocidade para uma intensidade turbulenta de 5%: (a) sonda 1 (0, 0,25, 0); sonda 2 (0, 0, 0, 0).

As flutuações da velocidade com uma intensidade turbulenta de 5%, geradas por diferentes métodos para introdução de ruído branco, demonstram características semelhantes em termos de amplitude e frequência. Quando esses sinais são submetidos à análise usando FFT, é possível obter os espectros de energia correspondentes (Figura 6.3). Os espectros revelam que a energia está sendo distribuída uniformemente em toda a banda de frequências, abrangendo tanto as grandes como as pequenas grandezas características da turbulência. Consequentemente, a inclinação dos espectros difere da esperada pela lei de Kolmogorov ( $-5/3$ ). Isso sugere que os perfis turbulentos gerados por meio de turbulência sintética não exibem o comportamento típico de escoamentos isotrópicos.

Tabela 6.1. Máxima porcentagem de intensidade turbulenta para cada método.

<b><i>I</i></b>	C++	M.R	Matlab
5%	4,9892	4,9998	4,9536
2%	1,9957	1,9999	1,9189

A escolha de aplicar uma condição de entrada com turbulência sintética, baseada em ruído branco, foi motivada pelo seu baixo custo computacional e facilidade de implementação, mesmo que sua representatividade seja limitada. Isso se justifica pelo fato de que o foco principal da análise não está na região imediatamente próxima à entrada. No problema proposto, a região de

maior interesse está localizada na extremidade oposta à entrada, conhecida como "fundo de poço". Portanto, planejamos utilizar esse cenário de escoamento turbulento em um fundo de poço simplificado (coluna de perfuração sem broca) para investigar o impacto da introdução de turbulência sintética nas condições de entrada.

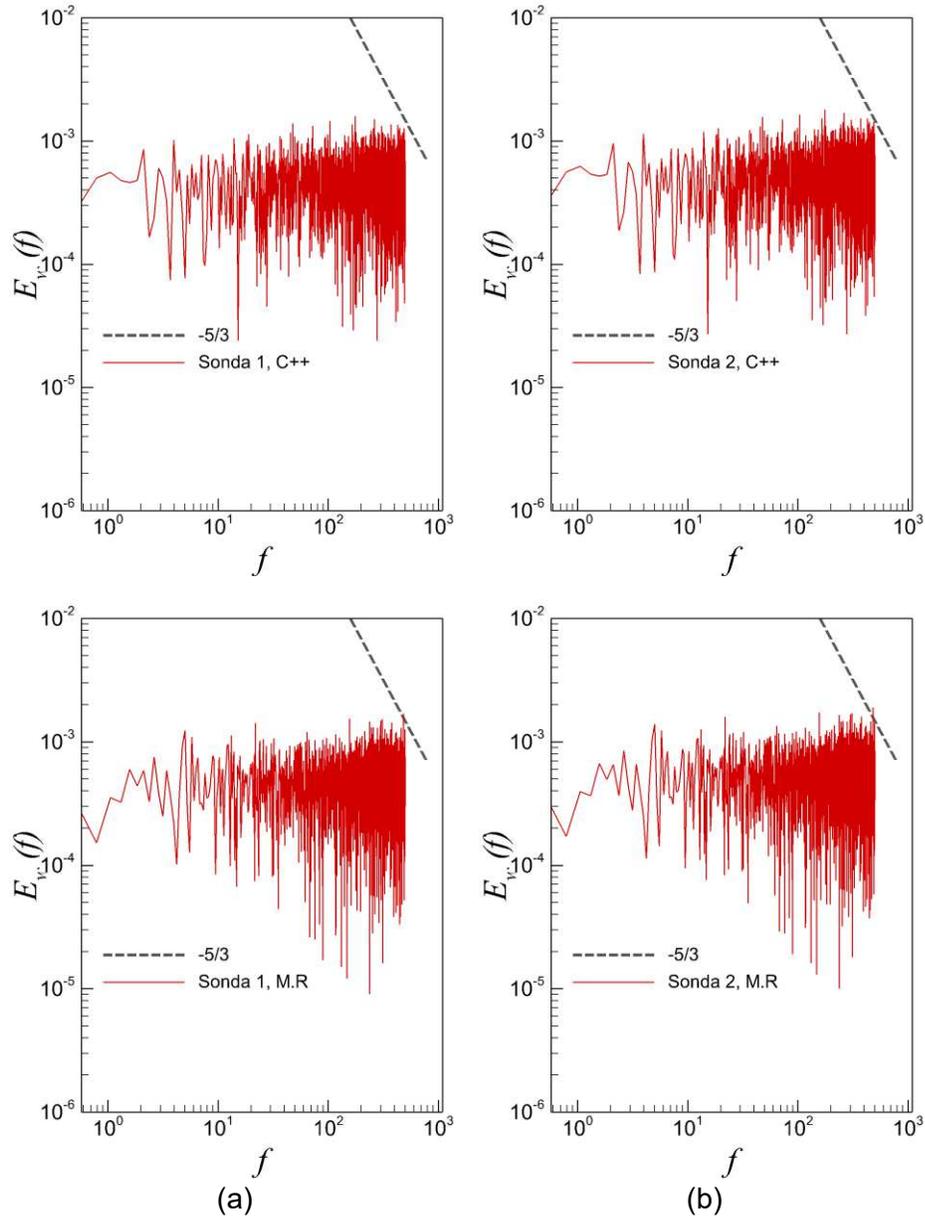


Figura 6.3 – Espectro de energia associada à Figura 6.2: (a) sonda 1 (0, 0,25, 0); (b) sonda 2 (0, 0, 0).

## APÊNDICE C - Tratamento estatístico

As ferramentas estatísticas desempenham um papel crucial na análise e interpretação de resultados, na validação de modelos, na previsão de comportamentos complexos e na descrição de estruturas inerentes a fenômenos como o escoamento turbulento.

A função densidade de probabilidade (*Probability Density Function*-PDF) representa uma ferramenta estatística de ampla aplicação na análise da turbulência. Dentro desse contexto, a PDF se fundamenta nos registros das flutuações de velocidade, que são coletados por sondas posicionadas em várias localidades do domínio ao longo do tempo. A forma da distribuição dessa variável permite determinar se a maioria dos valores é positiva ou negativa com base na concentração desses valores no gráfico (DAVIDSON, 2020).

Soria, Sondergaard, et al., (1994) denominam ao primeiro, segundo e terceiro invariante como P, Q e R respectivamente. Esses invariantes são derivados dos tensores: gradiente de velocidade, taxa de deformação e taxa de rotação, conforme apresentados nas Equações (6.14), (6.15) e (6.16) na notação indicial, respectivamente.

$$A_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad \text{ou} \quad A_{ij} = S_{ij} + \Omega_{ij} , \quad (6.14)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) , \quad (6.15)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) . \quad (6.16)$$

Para obter os invariantes do tensor gradiente de velocidade, calcula-se a partir da seguinte equação (SORIA, SONDERGAARD, *et al.*, 1994):

$$\lambda_i^3 + P\lambda_i^2 + Q\lambda_i + R = 0 , \quad (6.17)$$

onde  $\lambda_i$  são os autovalores de  $A_{ij}$ . Após algumas manipulações chega-se às seguintes expressões, que representam os invariantes P, Q e R do tensor gradiente de velocidade:

$$P = -(A_{11} + A_{22} + A_{33}) = -tr(A) = -S_{ii} , \quad (6.18)$$

$$Q = -\frac{1}{2}A_{ij}A_{ji} = \frac{1}{4}(\Omega_i\Omega_i - 2S_{ij}S_{ij}) , \quad (6.19)$$

$$R = -\frac{1}{3}A_{ij}A_{jk}A_{ki} = -\frac{1}{3}(S_{ij}S_{jk}S_{ki} + \frac{3}{4}\Omega_i\Omega_jS_{ij}) , \quad (6.20)$$

onde,

$$\Omega_i = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} , \quad (6.21)$$

sendo o  $\varepsilon_{ijk}$  o tensor de Levi-Civita ou tensor permutação.

Analogamente, o cálculo dos invariantes do tensor taxa de deformação é mostrado nas Equações (6.22) e (6.23), onde o índice “S” indica a origem do tensor:

$$Q_S = -\frac{1}{2}S_{ij}S_{ij} , \quad (6.22)$$

$$R_S = -\frac{1}{3}S_{ij}S_{jk}S_{ki} . \quad (6.23)$$

Por fim, o invariante para o tensor taxa de rotação é mostrado na seguinte equação:

$$Q_W = \frac{1}{2}\Omega_{ij}\Omega_{ij} = \frac{1}{4}\Omega_i\Omega_i . \quad (6.24)$$

Para escoamentos incompressíveis,  $P = P_S = 0$  (SORIA, SONDERGAARD, *et al.*, 1994).

Com base nas referências (SORIA, SONDERGAARD, *et al.*, 1994), (DA SILVA e PEREIRA, 2008), (JACOB, DUARTE, *et al.*, 2020) e (BLACKBURN, MANSOUR e CANTWELL, 1996), foi elaborada uma tabela que auxilia na compreensão de alguns significados físicos e tipos de estruturas dependendo dos valores desses invariantes (Tabela 6.2).

Para a delimitação das regiões nos gráficos  $R - Q$ , e  $R_S - Q_S$  foi considerada a Eq.(6.25) (CHONG, PERRY e CANTWELL, 1990), onde o mesmo autor descreve as regiões demarcadas para a concentração dos pontos nos gráfico de dispersão (Figura 6.4):

$$D = \frac{27}{4} R^2 + Q^3 . \quad (6.25)$$

Considerando escoamentos incompressíveis, temos  $D = 0$ , portanto:

$$R = \pm \frac{2\sqrt{3}}{9} (-Q)^{3/2} . \quad (6.26)$$

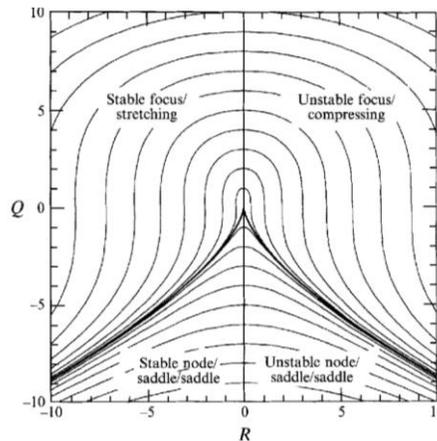


Figura 6.4 – Invariantes Q e R para um escoamento incompressível. Diferentes regiões são denominadas de acordo a terminologia de (CHONG, PERRY e CANTWELL, 1990).

Para o tratamento estatístico, foram utilizados os resultados do problema da cavidade da seção 4.1.2, de número de Reynolds  $Re = 3200$ . A função densidade de probabilidade (PDF) foi aplicada aos sinais temporais de velocidade, obtidos através de uma sonda numérica posicionada em  $(0,1;0,5;0,25)$ .

Ao examinarmos o histórico no temporal das flutuações da velocidade  $u$  para  $Re = 3200$  (Figura 6.5a), notamos a presença de valores positivos consideráveis, enquanto valores negativos significativos são pouco frequentes. Os valores positivos ultrapassam a linha que representa  $u_{rms} (+u_{rms})$ , com o pico mais lato próximo a  $3u_{rms}$ . No entanto, os valores negativos raramente caem abaixo da linha correspondente a  $-u_{rms}$ . Essa observação sugere que a distribuição de  $u'$  é mais ampla no lado positivo, uma conclusão corroborada pela distribuição da PDF na Figura 6.5b. Adicionalmente, a Figura 6.5b indica uma probabilidade maior de ocorrência de flutuações negativas, evidenciada pelo deslocamento do pico da curva para a parte negativa.

Tabela 6.2. Informação sobre os invariantes dos tensores: gradiente de velocidade, taxa de deformação e taxa de rotação.

Invariantes ( <i>Inv</i> )	Descrição	<i>Inv</i> > 0	<i>Inv</i> < 0	Tipos de estruturas
<i>Q</i>		Maior enstrofia. Enstrofia domina sobre o produto de deformação.	Grandes valores de produto de deformação predominam sobre a enstrofia.	
<i>R</i>		Compressão do vórtice dominante	Implica uma predominância de vórtices alongados sobre compressão de vórtices.	R>0 estruturas em forma de folhas, R<0 estruturas tubulares.
<i>Q<sub>S</sub></i>			Grandes taxas de dissipação de energia cinética.	Intensa dissipação viscosa, concentram estruturas em forma de folhas ou fitas.
<i>R<sub>S</sub></i>	Proporcional a inclinação da deformação.	Geração do produto de deformação (dissipação viscosa).	Destruição do produto de deformação.	R <sub>S</sub> >0, estruturas em forma de folhas. R <sub>S</sub> <0, estruturas tubulares
<i>Q<sub>w</sub></i>	Proporcional a densidade da enstrofia.			Intensa enstrofia, concentram estruturas tubulares.

As componentes da velocidade de  $v'$  e  $w'$  (Figura 6.5c e Figura 6.5e) exibem comportamento semelhante. As flutuações são consideravelmente menores, e os valores maiores raramente excedem  $\pm u_{rms}$ ; indicando assim que a PDF é simétrica, como confirmado pelas Figura 6.5d e Figura 6.5f. As linhas de referência ( $v_{rms}$  e  $w_{rms}$ ) apresentam valores de  $\pm 0,011 v_{rms}$  e  $\pm 0,0108 w_{rms}$ , respectivamente.

Ao considerarmos  $Re = 10000$  (Figura 6.6), observamos que o histórico das flutuações das componentes da velocidade é mais intenso e ocorre com maior frequência em comparação com o escoamento a  $Re = 3200$  (no regime transição para turbulência), juma vez que estamos lidando com um escoamento turbulento.

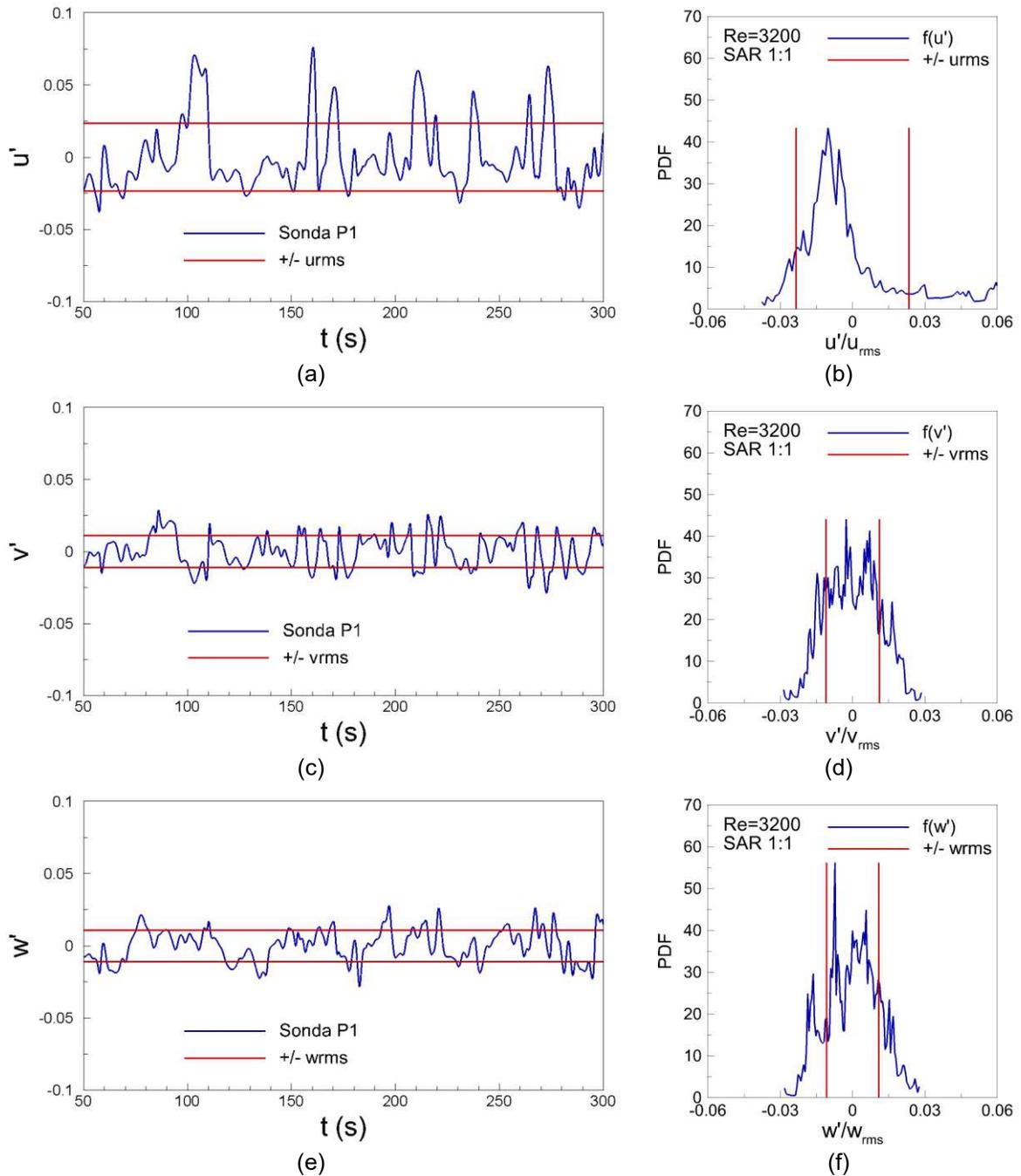


Figura 6.5 – Sonda na posição P1 (0,1, 0,5, 0,25),  $ReD = 3200$ , colunas: (e) Sinais de flutuação; (f) PDF.

As flutuações da velocidade  $u'$  estão concentradas em torno de zero, e muitos valores encontram-se dentro da faixa de  $\pm u_{rms}$  (Figura 6.6a). A função PDF, ilustrada na Figura 6.6b, confirma a presença de um número considerável de valores próximos a zero. Além disso, essa função demonstra que os valores positivos e negativos ocorrem com frequência semelhante, indicando assim a simetria da PDF.

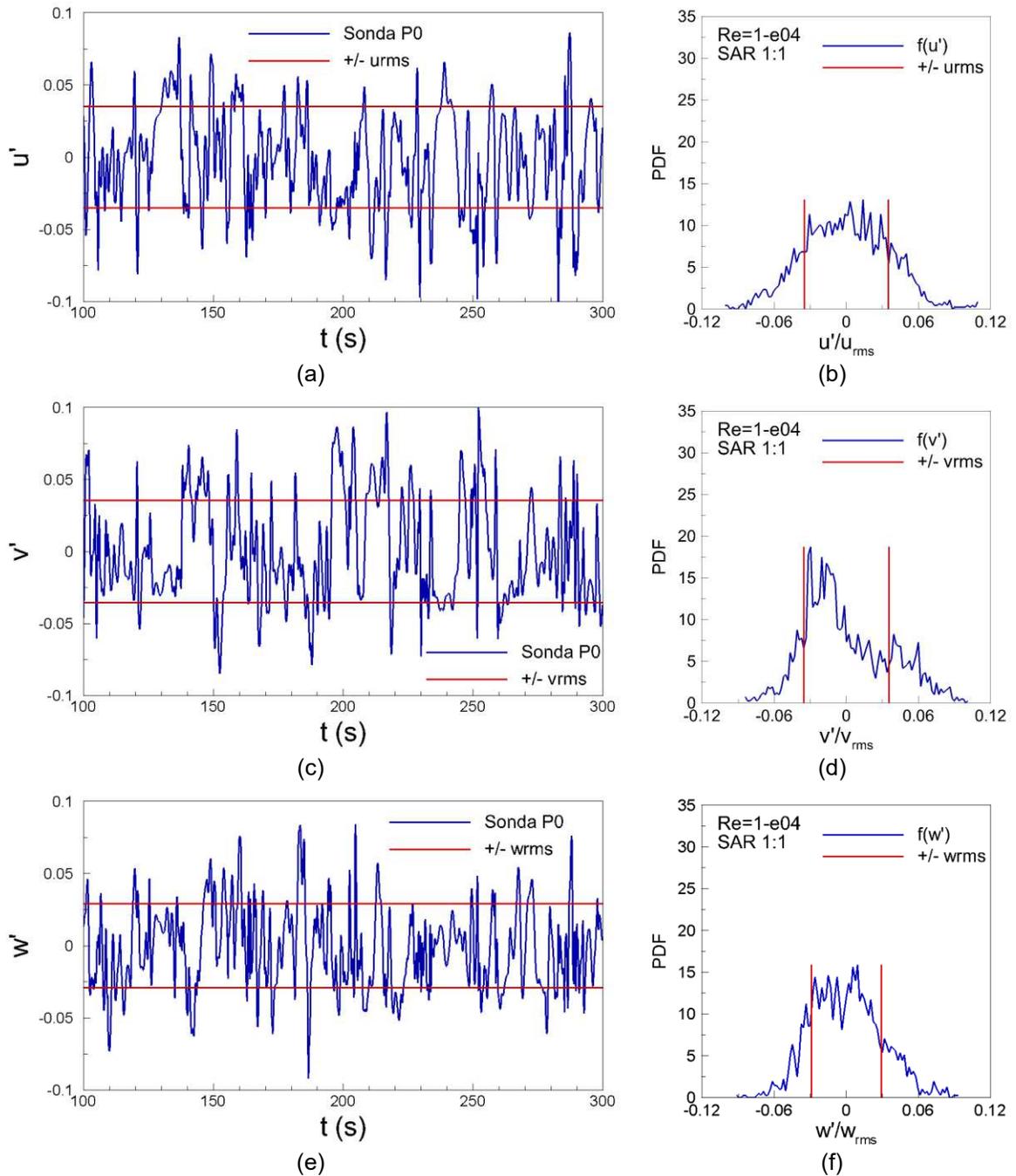


Figura 6.6 – Sonda na posição P0 (0,5, 0,1, 0,5),  $ReD = 10000$ , colunas: (e) Sinais de flutuação; (f) PDF.

Na Figura 6.6c, observa-se que o histórico das flutuações em  $v'$  se concentram em torno de zero, e muitos valores estão contidos na faixa de  $\pm v_{rms}$ . Porém, vários valores positivos ultrapassam  $+u_{rms}$ , indicando uma ligeira tendência positiva na distribuição PDF, como ilustrado na Figura 6.6d. Com relação à Figura 6.6e, algumas flutuações em  $w'$  são maiores do que  $+w_{rms}$  na mesma proporção que os valores negativos, corroborando a simetria da PDF. Os valores de referência ( $\pm w_{rms}$ ) permanecem em  $\pm 0,028$ .

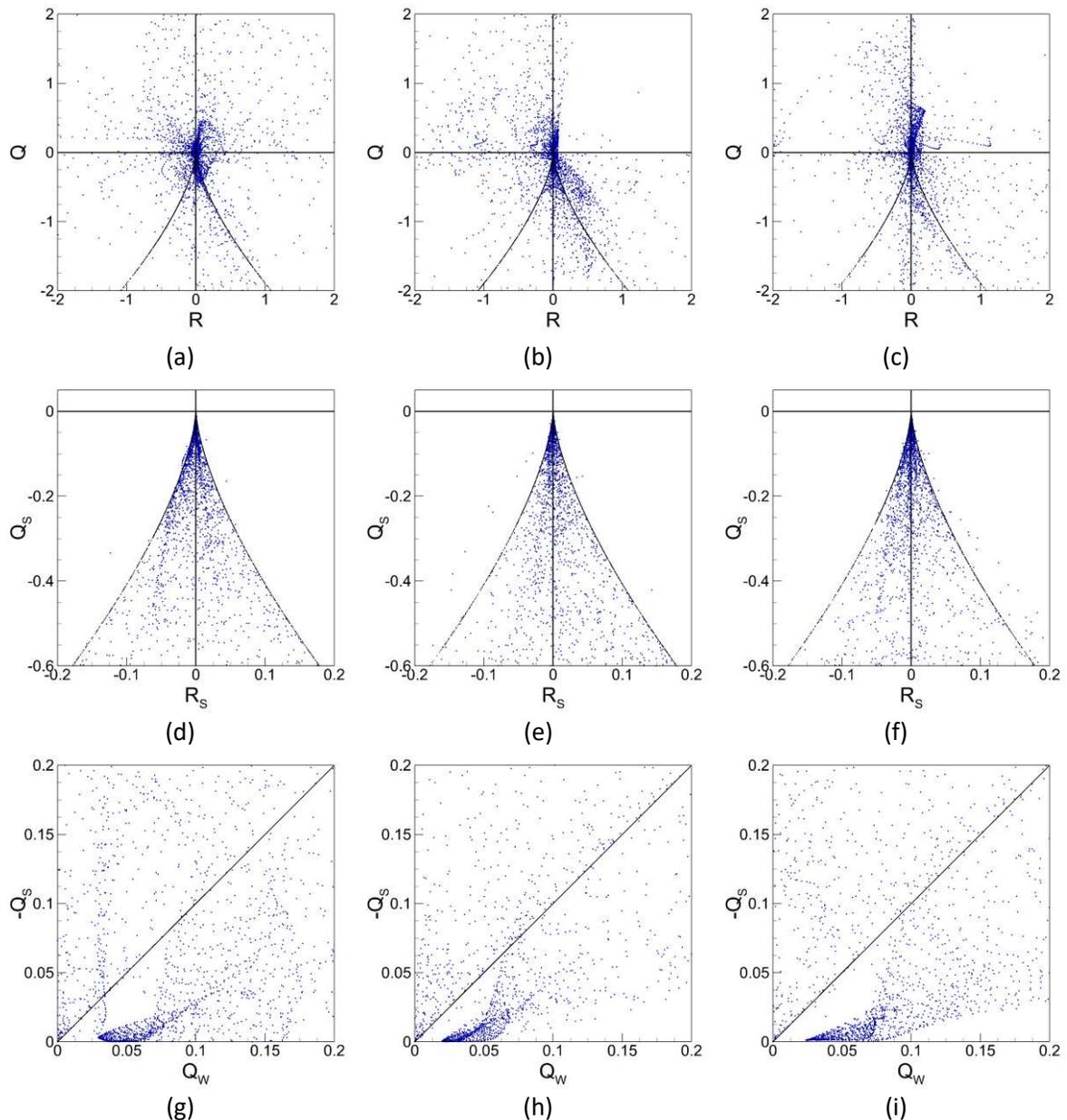


Figura 6.7 – Mapas dos invariantes dos tensores no plano  $z=0,5$  para  $Re = 3200$ , mudando temporalmente conforme as colunas: (g) 50s; (h) 80s; (i) 300s.

Prosseguindo com a análise estatística, empregamos as invariantes  $P$ ,  $Q$  e  $R$  para investigar a topografia dos escoamentos, com ênfase nos dados do plano  $z=0,5$ . Os mapas das invariantes para  $Re = 3200$  são apresentados na Figura 6.7, considerando os instantes 50 segundos (coluna esquerda), 80 segundos (coluna central) e 300 segundos (coluna direita).

Observa-se que os pontos no mapa invariante  $Q$  vs  $R$  começam a se alinhar ao longo da região  $D = 0$  (Figura 6.7a), inicialmente no quadrante inferior direito, migrando posteriormente para o quadrante superior direito (Figura 6.7c). Consequentemente, os elementos de fluido

situados no quadrante inferior direito tendem a transformar altos níveis de energia cinética, resultando em estruturas em forma de folhas, como ilustrado na região central da Figura 6.8a. Vários pontos migraram para o quadrante inferior direito (Figura 6.7b), indicando uma prevalência de valores positivos de  $R$  e, assim, confirmando a presença de estruturas em forma de folhas ou fitas (região central da cavidade, Figura 6.8b). Ao analisar o mapa invariante no instante de 300 segundos, fica evidente que a maioria das estruturas está sujeita a efeitos de compressão (Figura 6.7c).

Por outro lado, os mapas também exibem pontos nas regiões positivas e negativas da invariante  $R$ , o que denota a coexistência de estruturas em forma de folhas e tubulares, respectivamente, como ilustrado nas Figura 6.8a,b,c.

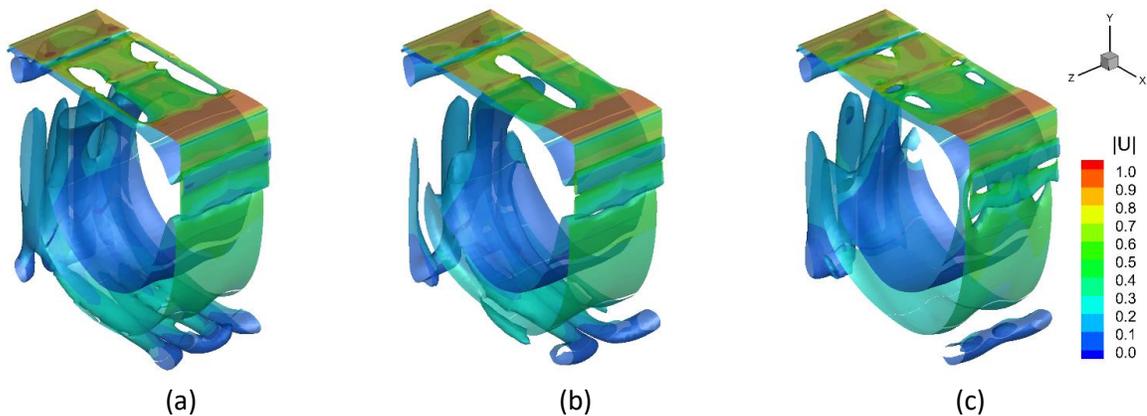


Figura 6.8 – Isso-superfícies  $Q$  coloridas de acordo com o módulo da velocidade  $|U|$ , para  $Re = 3200$ : (a) 50s; (b) 80s; (c) 300s.

Os mapas invariantes  $Q_s$  vs  $R_s$  fornecem uma análise mais detalhada das regiões com intensa dissipação de energia cinética, bom como informações sobre a evolução das formas das estruturas (JACOB, DUARTE, *et al.*, 2020). Nas Figura 6.7d,e,f, as estruturas exibem orientação simétrica em relação aos quadrantes inferior direito e esquerdo ( $R_s > 0$ ,  $R_s < 0$  e  $Q_s < 0$ ). Portanto as estruturas do escoamento estão sujeitas a expansão e contração em proporções quase equivalentes. Além disso, identificam-se pontos na região  $Q_s = 0$ , indicando a presença de estruturas bidimensionais. Essa observação pode ser justificada pela ocorrência de baixas velocidades em algumas regiões da cavidade, conforme evidenciado na Figura 6.8, onde as estruturas apresentam pouca variação ao longo do tempo. Não obstante as regiões de baixa velocidade, os elementos de fluido passam por mecanismos de alongamento (expansão) e contração em outras partes do domínio.

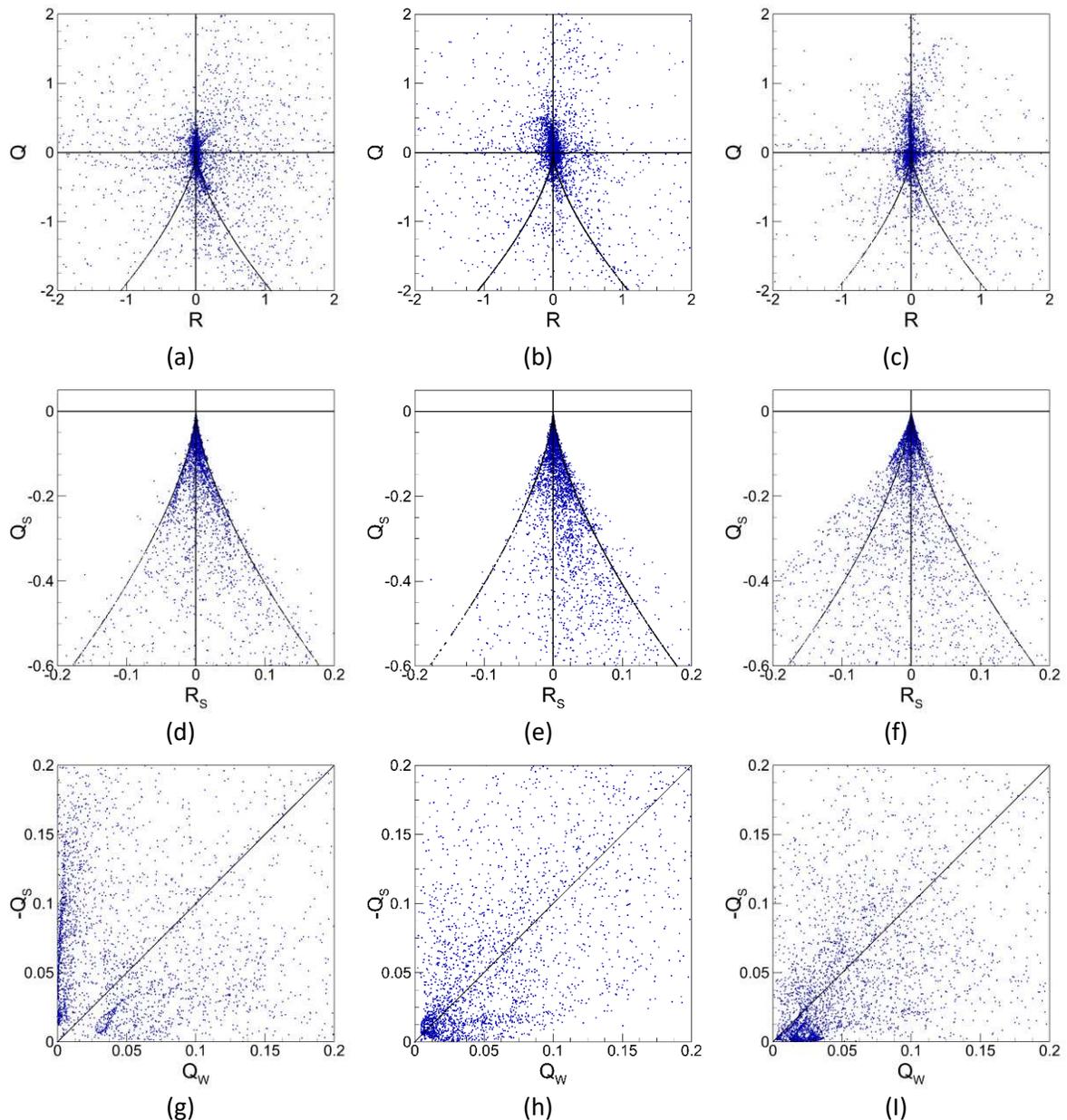


Figura 6.9 – Mapas dos invariantes dos tensores no plano  $z=0,5$  para  $Re = 10000$ , mudando temporalmente conforme as colunas: (g) 50s; (h) 80s; (i) 300s.

Os mapas invariantes  $-Q_s$  vs  $Q_w$ , desempenham um papel fundamental na análise topológica relacionada à dissipação de energia cinética (JACOB, DUARTE, *et al.*, 2020). Na Figura 6.7g,h,i, é apresentada a evolução temporal do escoamento dentro da cavidade, na qual se observa um grande número de pontos próximos à região horizontal. Nessa região, a densidade de enstrofia é consideravelmente mais alta que a dissipação (SORIA, SONDERGAARD, *et al.*, 1994), o que evidencia a presença de estruturas tubulares (DA SILVA e PEREIRA, 2008), conforme ilustrado na Figura 6.8.

Em comparação com as Figura 6.7a,b,c, a análise temporal para um número de Reynolds maior (Figura 6.9) revela uma maior densidade de pontos nos mapas das invariantes  $Q$  vs  $R$ . Inicialmente, os pontos também demonstram uma tendência a se alinharem ao longo de  $D = 0$  no quadrante inferior direito, conforme ilustrado na Figura 6.9a. A medida que progredimos da Figura 6.9a para a Figura 6.9b, parece que mais pontos migram para uma região superior, tanto no quadrante direito quanto no esquerdo, indicando regiões de compressão e alongamento das estruturas no escoamento. Notamos que, da Figura 6.9b para a Figura 6.9c, a concentração de pontos que estava próximo de  $D = 0$  no quadrante inferior direito desloca-se para o quadrante inferior esquerdo, sugerindo uma mudança predominante das estruturas de forma de folhas ou fitas para estruturas tubulares, como evidenciado na Figura 6.10c. Todas as invariantes  $Q$  vs  $R$  exibem enstrofia, sendo mais pronunciadas na Figura 6.9b, o que indica uma maior concentração de estruturas tubulares (Figura 6.10b).

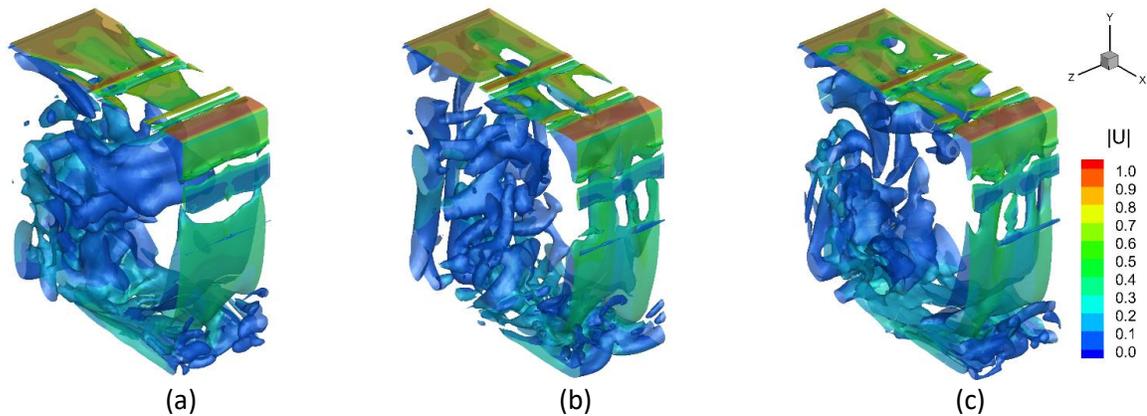
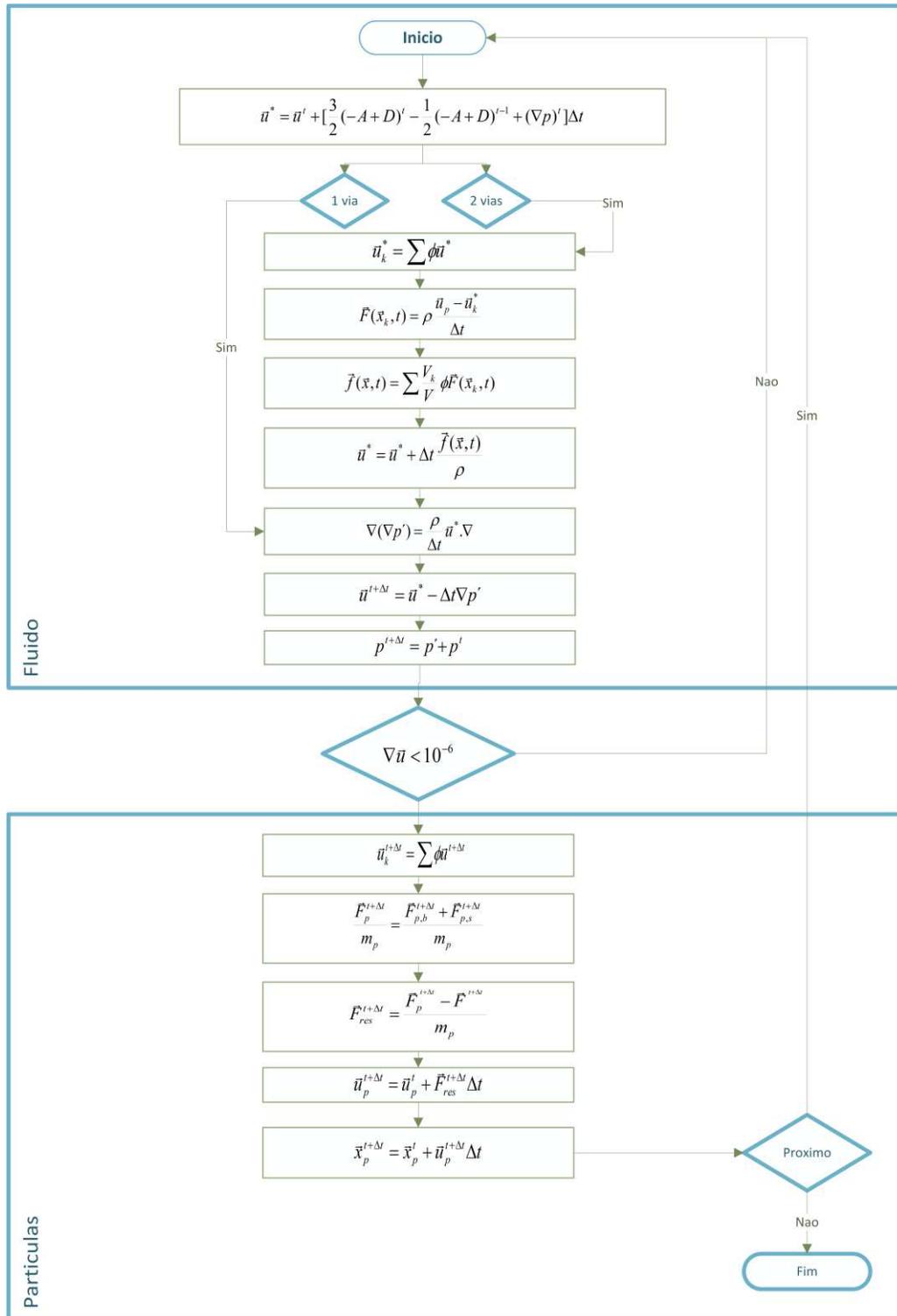


Figura 6.10 – Isso-superfícies  $Q$  coloridas de acordo com o módulo da velocidade  $|U|$ , para  $Re = 10000$ : (a) 50s; (b) 80s; (c) 300s.

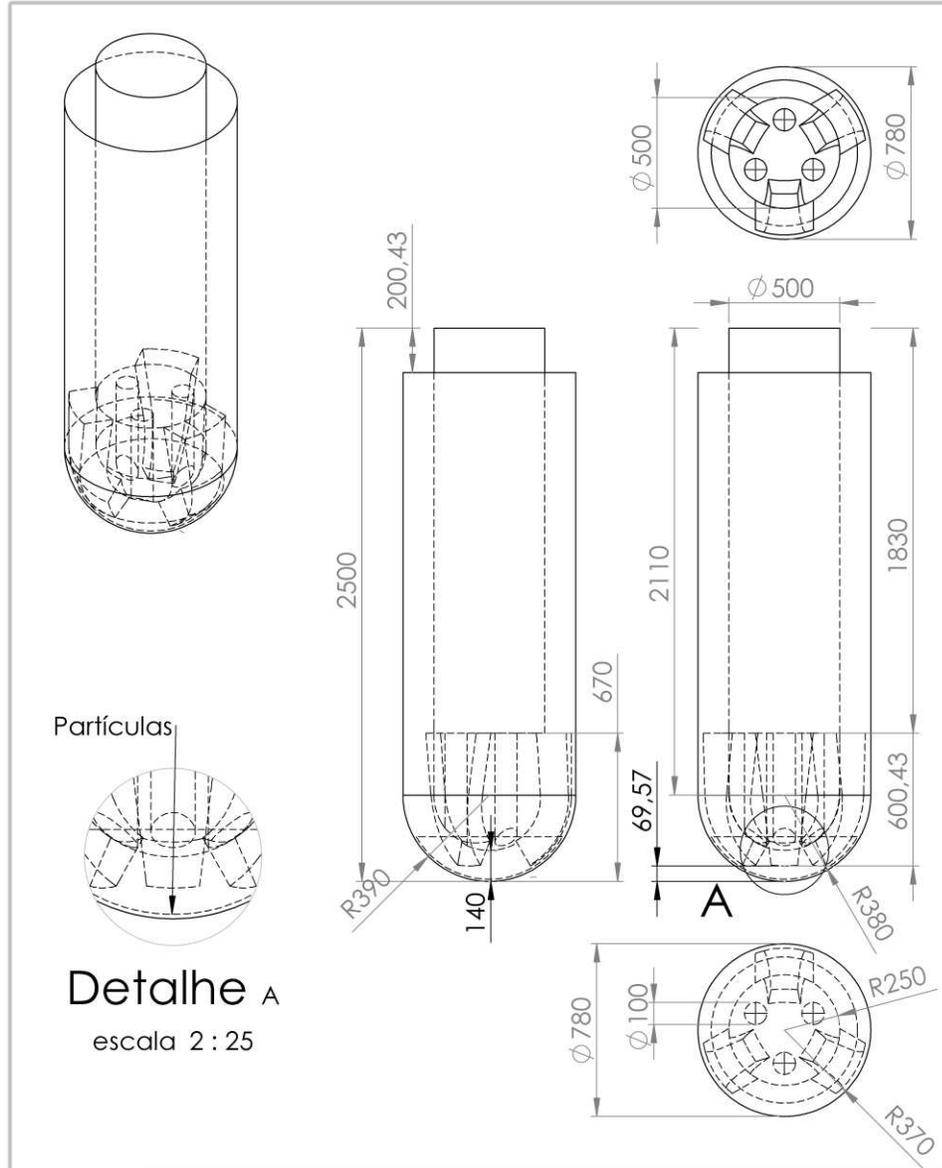
Analisando da Figura 6.9d para a Figura 6.9e, é possível identificar que a concentração de pontos migra para o quadrante inferior direito, próximo à ramificação positiva do discriminante da taxa de deformação ( $D_s = 0$ ). Portanto, as estruturas do escoamento no tempo  $t = 80s$  são predominantemente influenciadas por efeitos de expansão. Na Figura 6.9f, mais pontos estão localizados na região inferior esquerda, onde predomina a contração dos elementos de fluido. Além disso, as estruturas predominantes são as tubulares ( $R_s < 0$ ).

Por fim, na Figura 6.9g,h,i, identificamos uma maior concentração de pontos na parte inferior da linha  $-Q_s = Q_w$ , ou seja, na região horizontal, resultando em um aumento na densidade da enstrofia e na concentração de estruturas tubulares. Essas estruturas são evidenciadas nas isso-superfícies  $Q$  mostradas na Figura 6.10.

APÊNDICE D- Fluxograma: cálculo do movimento da partícula



**APÊNDICE E - Representação esquemática e medidas do problema principal**



Partículas

**Detalhe A**

escala 2 : 25

Faculdade de Engenharia Mecânica		MFLab	REVISÃO	APROVADO
			 <b>UFU</b> Universidade Federal de Uberlândia	
Aluno	Sammy Cristopher Paredes P.	TÍTULO: Duto Broca Fundo tipo PDC Código: IADC M433		
Professor	Elie L. Martínez Padilla	N.º DE DESENHO: DBFPDC		
Curso	DOUTORADO	DATA	12/08/2023	ESCALA: 1:25
Título do projeto: SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS PARTICULADOS NO FUNDO DE POÇOS EM PERFURAÇÃO		UNIDADES	milímetros	HOJA 1 DE 1
				A4