

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

MATHEUS HAUBERT YOKOMIZO

Estudo comparativo entre modelos de escoamentos turbulentos
aplicados à problemas de Interação Fluidos-Estrutura

São Carlos
2023

MATHEUS HAUBERT YOKOMIZO

Estudo comparativo entre modelos de escoamentos turbulentos
aplicados à problemas de Interação Fluidos-Estrutura

Texto apresentado para o exame
de qualificação ao mestrado no
Programa de Pós-Graduação de
Engenharia de São Carlos da
Universidade de São Paulo, como
parte dos requisitos para obtenção
do título de Mestre em Engenharia
de Estruturas

Prof. Dr. Rodolfo André Kuche
Sanches

São Carlos
2023

RESUMO

YOKOMIZO, M. H. **Estudo comparativo entre modelos de escoamentos turbulentos aplicados à problemas de Interação Fluidos-Estrutura**. 2023. 97p. Texto de Qualificação de Mestrado - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2023.

O estudo de Interação Fluido-Estrutura está tendo um grau de importância cada vez maior, uma vez que as estruturas estão se tornando cada vez mais leves e esbeltas, devido aos constantes avanços nas diversas áreas da engenharia. Dentre essas interações, enfatiza-se aquelas em que o fluido se encontra em escoamento turbulento, o que ocorre, por exemplo, em edifícios sujeitos à ação de ventos. Sendo assim, se torna necessário o desenvolvimento de técnicas cada vez mais eficientes na determinação do comportamento tanto da estrutura, quanto do escoamento dos fluidos que interagem com a mesma. Nesse sentido, observa-se a existência de uma grande variedade técnicas para determinação do comportamento de estruturas flexíveis, sendo as mais notáveis aquelas baseadas no Método dos Elementos Finitos. Dentre esses métodos, um que está ganhando destaque é aquele que considera posições nodais como parâmetros de análise, denominado de Método dos Elementos Finitos Posicional. Da mesma forma, observa-se que análise de escoamentos também pode ser realizada de diversas maneiras, tais como: construção de amostras em escalas para ensaios práticos; e a modelagem de problemas via métodos matemáticos. Nesse contexto, verifica-se que a construção de amostras reais em escala é muito dispendiosa no ponto de vista de ser necessária uma grande infraestrutura para obtenção de dados válidos, assim como, em alguns casos, os dados obtidos serem dependentes da escala da amostra, não apontando resultados reais, por consequência. Sendo assim, os modelos matemáticos se tornam a melhor solução para se analisar esses problemas. Porém, a depender do grau de complexidade do problema e/ou do modelo empregado, essa análise leva a um custo computacional muito elevado, inviabilizando sua resolução. Dessa forma, o presente trabalho busca realizar um estudo comparativo entre algumas das técnicas mais comuns de análise de Interação Fluido-Estrutura, tais como *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*, *Large Eddy Simulation* e *Variational Multi-Scale*, considerando escoamentos turbulentos em estruturas flexíveis, empregando o Método dos Elementos Finitos Posicional para essa avaliação.

Palavras-chave: Interação Fluido-Estrutura. Escoamento Turbulento. Método dos Elementos Finitos Posicional. *Large Eddy Simulation*. *Variational Multi-Scale Methods*. *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*.

ABSTRACT

YOKOMIZO, M. H. **Comparative study between turbulent flow models applied to Fluid-Structure Interaction problems**. 2023. 97p. Master's Qualification Text - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2023.

The study of Fluid-Structure Interaction is having an increasing degree of importance, since the structures are becoming increasingly lighter and slender, due to the constant advances in the different areas of engineering. Among these interactions, emphasizes those in which the fluid is in turbulent flow, which occurs, for example, in buildings subject to the winds actions. Therefore, it is necessary to develop increasingly efficient techniques to determine the behavior of both the structure and the flow of fluids that interact with it. In this sense, there is a great variety of techniques for determining the behavior of flexible structures, the most notable being those based on the Finite Element Method. Among these methods, one that is gaining prominence is the one that considers nodal positions as parameters of analysis, called Positional Finite Element Method. Likewise, it is observed that flow analysis can also be performed in different ways, such as: construction of scaled samples for practical tests; and problem modeling via mathematical methods. In this context, it appears that the construction of real samples in scale is very expensive in view of the need for a large infrastructure to obtain valid data, as well as, in some cases, the data obtained are dependent on the scale of the sample, not pointing to real results, therefore. Thus, mathematical models become the best solution to analyze these problems. However, depending on the degree of complexity of the problem and/or the model used, this analysis leads to a very high computational cost, making its resolution unfeasible. Thus, the present work seeks to carry out a comparative study between some of the most common techniques of Fluid-Structure Interaction analysis, such as Reynolds-Averaged Navier-Stokes, Large Eddy Simulation and Variational Multi-Scale, considering turbulent flows in flexible structures, using the Positional Finite Element Method for this evaluation.

Keywords: Fluid-Structure Interaction. Turbulent Flow. Positional Finite Element Method. Large Eddy Simulation. Variational Multi-Scale Methods. Reynolds-Averaged Navier-Stokes.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Taxa de fluxo de massa em um elemento infinitesimal permeável.	32
Figura 2 – Taxa de fluxo de quantidade de movimento em um elemento infinitesimal permeável.	33
Figura 3 – Componentes de forças atuantes no elemento infinitesimal na direção \hat{e}_1	34
Figura 4 – Domínio de análise e fronteiras consideradas para problemas de mecânica dos fluidos.	35
Figura 5 – Descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária.	36
Figura 6 – Elementos Taylor-Hood.	40
Figura 7 – Desenho esquemático de uma barra submetida a tração.	41
Figura 8 – Esquema de diagrama de tensão \times deformação.	42
Figura 9 – Configurações inicial e atual de um corpo deformável.	43
Figura 10 – Mudança de volume de um elemento infinitesimal.	44
Figura 11 – Mudança de configuração em um cilindro infinitesimal.	45
Figura 12 – Forças atuantes em um elemento infinitesimal na direção \hat{e}_1	46
Figura 13 – Mudança de configuração.	48
Figura 14 – Desenho esquemático do filtro considerado.	65
Figura 15 – Efeito da filtragem sobre um campo de velocidades u	66
Figura 16 – Energia espectral de Kolgomorov.	68
Figura 17 – Desenho esquemático do problema de cavidade.	76
Figura 18 – Malha considerada para o problema de cavidade.	77
Figura 19 – Valores do campo de velocidades sobre as linhas médias da cavidade.	78
Figura 20 – Campo de velocidades em regime estacionário na cavidade.	79
Figura 21 – Malha utilizada para a simulação de TGV.	80
Figura 22 – Resultados obtidos para a simulação de TGV em:	81
Figura 23 – Medidas de L^2 ao longo do tempo.	82
Figura 24 – Malha utilizada para a simulação de escoamento sobre um cilindro.	83
Figura 25 – Valores ao longo do tempo de:	84
Figura 26 – Resultados no instante $t = 60$	85
Figura 27 – Resultados no instante $t = 120$	85

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Valores das propriedades dos coeficientes de arrasto e de sustentação para os modelos analisados.	84
Tabela 2 – Cronograma de atividades	89

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALE	Lagrangiana-Euleriana Arbitrária - <i>Arbitrary Lagrangian-Eulerian</i>
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional - <i>Computational Fluid Dynamics</i>
CSD	Dinâmica dos Sólidos Computacional - <i>Computational Solid Dynamics</i>
DNS	Simulação Numérica Direta - <i>Direct Numerical Simulation</i>
GLS	Galerkin Least-Squares
IFE	Interação Fluido-Estrutura
IP	Problema de Interação - <i>Interaction Problem</i>
LBB	Ladyzhenskaya-Babuška-Brezzi
LES	Simulação de Grandes Vórtices - <i>Large Eddy Simulation</i>
LSIC	<i>Least-Squares on Incompressibility Constraint</i>
MEF	Método dos Elementos Finitos
PSPG	<i>Pressure-Stabilizing/Petrov-Galerkin</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
RBVMS	<i>Residual-Based Variational Multi-Scale</i>
SGS	<i>Subgrid-Scales</i>
SUPG	<i>Streamline-Upwind/Petrov-Galerkin</i>
SVK	Saint-Venant-Kirchhoff
TGV	<i>Taylor-Green Vortex</i>
VMS	Métodos Variacionais Multiescala - <i>Variational Multi-Scale</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Operadores

$\text{dev}(\cdot)$	Parte desviadora do tensor
$\det(\cdot)$	Determinante
$D(\cdot)/Dt$	Derivada material
H^1	Espaço de Sobolev de ordem 1
L^2	Espaço das funções de quadrado integrável
$\text{tr}(\cdot)$	Traço de um tensor
$\nabla(\cdot)$	Gradiente
$\nabla \cdot (\cdot)$	Divergente
$\nabla^2(\cdot)$	Laplaciano
\cdot	Produto interno
$:$	Contração dupla
\times	Produto vetorial
\otimes	Produto tensorial
Σ	Somatório
Π	Produtório
$\ (\cdot)\ $	Norma

Parâmetros Gerais

\hat{e}_i	Vetor versor na direção i
\mathbb{I}	Tensor identidade de quarta ordem
\mathbf{I}	Tensor identidade de segunda ordem
m	Massa
N_a	Função de forma
n_{sd}	Número de dimensões espaciais do problema

t	Tempo
V	Volume
V_0	Volume inicial
δ_{ij}	Delta de Kronecker
Δt	Intervalo discreto de tempo
ξ	Coordenada paramétrica
ρ	Massa específica
σ	Tensor de tensões de Cauchy
ϕ	Propriedade qualquer

Configurações do Contínuo

x	Posição inicial (ou posição material)
\hat{x}	Posição de referência
y	Posição atual (ou posição espacial)
Γ	Fronteira do domínio de análise
Γ_D	Fronteira de Dirichlet
Γ_N	Fronteira de Neumann
Ω	Domínio de análise na configuração atual
Ω_0	Domínio de análise na configuração inicial
Ω_ξ	Domínio de análise no espaço paramétrico
$\hat{\Omega}$	Domínio de análise na configuração de referência

Dinâmica dos Fluidos Computacional

A	Gradiente da função de mudança de configuração
c	Força de corpo
\mathcal{D}	Tensor constitutivo de quarta ordem
f	Força por unidade de massa
\mathbf{f}	Função mudança de configuração

F	Resultante das forças externas
g	Velocidades prescritas na fronteira de Dirichlet
h	Forças de superfícies prescritas na fronteira de Neumann
n	Vetor normal à superfície
p	Campo de pressões
q	Função teste relacionado à equação da continuidade
q	Resultante das forças externas por unidade de volume
Re	Número de Reynolds
\mathcal{S}_u	Espaço de funções tentativas para o campo de velocidades
\mathcal{S}_p	Espaço de funções tentativas para o campo de pressões
u	Campo de velocidades
\dot{u}	Campo de acelerações
\mathcal{V}_u	Espaço de funções teste para o campo de velocidades
\mathcal{V}_p	Espaço de funções teste para o campo de pressões
w	Função teste relacionada à equação da conservação do momento
w	Velocidade da malha em relação à configuração inicial
\hat{u}	Campo de velocidades da malha
$\dot{\epsilon}$	Tensor de taxa de deformação
μ	Viscosidade dinâmica
ν	Viscosidade cinemática
τ	Tensor de tensões desviadoras

Dinâmica dos Sólidos Computacional

\mathbb{A}	Medida de deformação de Almansi
A	Gradiente da função de mudança de configuração
c	Forças de corpo
c^0	Forças de corpo na configuração inicial

C	Tensor de alongamento à direita de Cauchy-Green
\mathcal{C}	Tensor constitutivo de quarta ordem
E	Módulo de elasticidade longitudinal (ou Módulo de Young)
\mathbb{E}	Medida de deformação de Green-Lagrange
\mathbf{F}	Resultante das forças externas
f	Função de mudança de configuração
\mathbb{H}	Medida de deformação de Hencky
J	Jacobiano da mudança de configuração
\mathbb{K}	Energia cinética
n	Vetor normal à superfície na configuração atual
N	Vetor normal à superfície na configuração inicial
\mathbb{P}	Energia das Forças Externas
\mathbf{P}	Tensor de tensões de Piola-Kirchhoff de primeira espécie
u_e	Energia específica de deformação
\mathbb{U}	Energia de deformação
$\dot{\mathbf{y}}$	Campo de velocidades
$\ddot{\mathbf{y}}$	Campo de acelerações
ε	Tensor de deformação linear
ε_V	Deformação volumétrica
Π	Energia total

Método dos Elementos Finitos para Elemento de Casca

\mathbf{F}	Força concentrada
\mathbf{g}	Vetor de desbalanceamento mecânico
G	Módulo de elasticidade transversal
h_0	Espessura inicial da casca
\mathbf{H}	Matriz Hessiana

q	Força não-conservativa
\mathbb{Q}	Dissipação de energia
S	Tensor de tensões de Piola-Kirchhoff de segunda espécie
t	força distribuída sobre a superfície média
v^0	Vetor unitário normal à superfície média
v^1	Vetor generalizado na configuração atual
x^m	Coordenada inicial de um ponto na superfície média
y^m	Coordenada atual de um ponto na superfície média
α	Taxa de variação da espessura
ν	Coeficiente de Poisson
λ_m	Constante de amortecimento

Acoplamento Fluido-Estrutura

\mathcal{G}	Soma de todas as equações diferenciais do problema
H	Matriz tangente
h	Vetor resíduo
α	Vetor com parâmetros nodais
β	Vetor com parâmetros nodais das funções teste

Variational Multi-Scale

N_M	Vetor de resíduo
N_C	Vetor de resíduo
P	Vetor de pressões nodais
$r_C(\bar{u})$	Resíduo da equação da continuidade
$r_M(\bar{u}, \bar{p})$	Resíduo da equação da conservação da quantidade de movimento
U	Vetor de velocidades nodais
\dot{U}	Vetor de acelerações nodais
ν_{LSIC}	Estabilizador LSIC

ρ_∞	Raio espectral
τ_{SUPS}	Estabilizador SUPS
$\overline{\phi}$	Valor de uma propriedade no subespaço de escalas grosseiras
ϕ'	Valor de uma propriedade no subespaço de escalas finas

Large Eddy Simulation

\mathbf{C}	Tensor de termos cruzados
C_S	Constante de Smagorinsky
$D_\Delta(\mathbf{y})$	Domínio de abrangência do filtro
$E(k)$	Amplitude espectral da energia cinética
g	Filtro
k	Raio da esfera parametrizada
\mathbf{L}	Tensor de Leonard
\mathbf{R}	Tensor SGS de Reynolds
$\overline{\mathbf{S}}$	Taxa de deformação em grandes escalas
\mathbf{T}	Tensor SGS
\mathbf{T}_S	Tensor SGS de Smagorinsky
\mathbf{y}_Δ	Ponto na vizinhança de \mathbf{y} interno à $D_\Delta(\mathbf{y})$
α	Constante de Kolmogoroff
Δ	Tamanho da malha
ε	Dissipação turbulenta
ν_T	Viscosidade de vórtice
$\overline{\phi}$	Propriedade filtrada
ϕ'	Propriedade não filtrada

Reynolds-Averaged Navier-Stokes

\mathbf{b}	Tensor de tensões anisotrópico de Reynolds
\mathbf{C}	Gradiente de difusão turbulenta

D_ε	Difusão turbulenta
k	Energia cinética média gerada pelo campo de flutuações
\mathcal{P}	Pressão dividida pela massa específica
P	Produção do tensor de Reynolds
P_ε	Produção da dissipação
ε	Dissipação turbulenta da energia cinética
ε	Tensor de taxa de dissipação turbulenta da energia cinética
Π	Correlação entre pressão e o tensor de taxa de deformação do campo de flutuações
$\overline{\phi}$	Média temporal de uma propriedade
ϕ'	Flutuação de uma propriedade no espaço-tempo
Φ_ε	Destruição turbulenta da dissipação
τ	Tensor de tensões de Reynolds
ω	Escala de tempo turbulento

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	Objetivos	23
1.2	Justificativa	23
2	ESTADO DA ARTE	25
2.1	Dinâmica Das Estruturas Computacional	25
2.2	Dinâmica Dos Fluidos Computacional	26
2.3	Interação Fluido-Estrutura	26
2.4	Modelos De Turbulência	28
3	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	31
3.1	Equações Governantes da Dinâmica dos Fluidos	31
3.1.1	Descrição Euleriana	31
3.1.2	Descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária	35
3.1.3	Modelo Constitutivo	37
3.1.4	Formulação Semi-Discreta	38
3.2	Equações Governantes da Dinâmica dos Sólidos	40
3.2.1	Cinemática dos Corpos Deformáveis	43
3.2.2	Método dos Elementos Finitos Posicional Aplicado a Elementos de Casca	47
3.2.2.1	Procedimento Computacional	51
3.2.2.2	Exemplos de Validação	52
3.3	Acoplamento Fluido-Estrutura	54
3.4	Modelos de Turbulência	56
3.4.1	<i>Variational Multi-Scale</i>	57
3.4.1.1	Integração temporal	61
3.4.1.2	Procedimento iterativo	62
3.4.2	<i>Large Eddy Simulation</i>	65
3.4.2.1	Procedimento computacional	69
3.4.3	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>	71
3.4.4	Exemplos Numéricos	76
3.4.4.1	Cavidade bidimensional	76
3.4.4.2	<i>Taylor-Green Vortex</i> tridimensional	79
3.4.4.3	Escoamento sobre um cilindro	82
4	RESULTADOS ESPERADOS	87
5	METODOLOGIA E CRONOGRAMA	89

REFERÊNCIAS	91
------------------------------	-----------

1 INTRODUÇÃO

Visto o constante avanço da engenharia em poder se dimensionar estruturas cada vez mais leves e esbeltas, observa-se a necessidade de uma determinação cada vez mais precisa de todos os parâmetros que podem influenciar na resistência e estabilidade da estrutura. Nesse contexto torna-se de grande importância a verificação dos efeitos da interação entre os fluidos e a estrutura, uma vez que esses fenômenos podem comprometer a segurança estrutural. Exemplos de problemas envolvendo Interação Fluido-Estrutura (IFE) podem ser notados em ações do vento sobre estruturas de grandes altitudes, ação de marés sobre estruturas de barragens e estruturas *offshore*, dentre outros. Além disso, também percebe-se a aplicação desse tipo de análise em demais áreas, como, por exemplo, no estudo de escoamento do sangue em vasos sanguíneos, ou em problemas envolvendo aerodinâmica (SANCHES; CODA, 2014; FERNANDES, 2020).

Desse modo, é possível realizar a análise de IFE de duas formas principais: a construção de amostras em escala; ou a modelagem matemática do problema em questão. No primeiro caso há a verificação real do comportamento da estrutura e do fluido à um determinado problema. No entanto, dependendo da natureza do problema, esse comportamento pode variar de acordo com a escala, o que pode não apresentar resultados representativos. Também ressalta-se o fato de a construção das amostras demandar uma infraestrutura robusta para se analisar apenas alguns problemas específicos (FERNANDES, 2020).

Já a modelagem matemática de problemas se mostra como uma opção mais viável para análise de problemas envolvendo IFE, uma vez que dispensa grandes investimentos e possui grande flexibilidade de aplicações, podendo ser utilizado em diversos tipos de análises. Todavia, devido à alta não-linearidade de problemas da Dinâmica dos Sólidos Computacional (CSD) ligados à grandes deslocamentos e da Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) ligados à problema de convecção dominante, o estudo matemático de IFE leva a modelagem de problemas muito complexos, com alto custo computacional, exigindo, assim, formulações mais robustas para sua aplicação.

Para se realizar o estudo, tanto de CSD quanto CFD, é necessário o estabelecimento de algumas simplificações. Uma das principais simplificações utilizada para esses problemas é a que considera os objetos de análise como meios contínuos, desprezando-se, dessa forma, os efeitos advindos da microestrutura da matéria (LAI et al., 2009; MASE; SMELSER; MASE, 2009).

Sabe-se que toda a matéria é composta por átomos e partículas subatômicas, entretanto a mecânica do contínuo desconsidera os efeitos dessas partículas e aponta que todo material pode ser subdividido em elementos cada vez menores sem que haja mudanças em suas propriedades físicas, independentemente do quão pequena seja essa divisão. Assim, faz-se possível a modelagem de elementos com volume infinitesimal, permitindo a utilização de artifícios matemáticos, como o cálculo diferencial e integral. Dessa forma,

teorias baseadas na elasticidade e plasticidade podem ser empregadas utilizando funções contínuas, facilitando a determinação de parâmetros de interesse da análise (IRGENS, 2008; LAI et al., 2009; MALVERN, 1969).

Vale ressaltar que a consideração dos meios contínuos apresenta resultados muito satisfatórios nos estudos de engenharia, uma vez que os objetos de estudo possuem dimensões muito maiores que as distâncias moleculares do mesmo (MALVERN, 1969; MASE; SMELSER; MASE, 2009).

Nesse sentido, ainda necessita-se de um método que seja capaz de descrever adequadamente o comportamento de estruturas, sendo capaz de prever seus parâmetros até em condições de grandes deslocamentos. Com isso nota-se a presença do Método dos Elementos Finitos (MEF), que se apresenta como uma ferramenta eficiente na determinação de tais parâmetros, em especial o MEF baseado em posições, o qual contorna alguns problemas que são observados em outros métodos, como aquele baseado em deslocamentos e rotações, por exemplo, que possui a dificuldade da falta de comutatividade de rotações.

Ainda existem diferentes formas de descrever matematicamente um problema mecânico, em termos da referência adotada para os cálculos. São estas: a descrição Lagrangiana (ou material) e a descrição Euleriana (ou espacial).

Na descrição Lagrangiana a referência adotada é a configuração inicial do contínuo. Essa descrição apresenta boa representatividade quando aplicada em modelos sólidos, uma vez que a configuração inicial dos elementos é bem definida, tendo como variáveis principais os deslocamentos do elemento (SANCHES; CODA, 2014; FERNANDES; CODA; SANCHES, 2019).

Já a descrição Euleriana toma como referência a configuração atual do contínuo, sendo bem utilizada para a descrição de fluidos newtonianos, pois estes não apresentam resistência à esforços de cisalhamento, distorcendo-se indefinidamente quando submetidos à tais esforços (SANCHES; CODA, 2014; FERNANDES; CODA; SANCHES, 2019).

Porém, uma nova descrição vêm se mostrando promissora para representação de simulações de IFE, denominada como Lagrangiana-Euleriana Arbitrária (ALE), a qual realiza a determinação dos parâmetros em função de um referencial arbitrário, que pode se mover independentemente das configurações do domínio analisado (DONEA; GIULIANI; HALLEUX, 1982). Isso torna-se interessante, uma vez que facilita o processo de acoplamento entre os diferentes meios analisados (sólido e fluido).

Outra dificuldade verificada em problemas de CFD está relacionada à escoamentos com alto número de Reynolds, o que o classifica como um escoamento turbulento. Esse tipo de escoamento é muito comum na natureza, principalmente em problemas envolvendo engenharia, e é caracterizado pela formação de vórtices, que são estruturas formadas de maneira instável, desordenadas e em diversas escalas diferentes. A determinação dos parâmetros desse escoamento pode ser dado através das Equações de Navier-Stokes, entretanto a obtenção de resultados a partir dessas equações pode ser uma tarefa muito

desafiadora e requer diferentes estratégias para esse fim.

Uma possível maneira de se obter resultados é pela simulação de *Direct Numerical Simulation* (DNS), a qual é capaz de solucionar as equações de Navier-Stokes sem a utilização de modelos, descrevendo o escoamento em todas as escalas presentes no mesmo. Contudo, seu custo computacional é extremamente elevado, tornando sua utilização muito restrita a problemas de pequenas dimensões e para validação de modelos (OLAD et al., 2022).

Já para simulações mais representativas, se faz necessário o uso de modelos que descrevam adequadamente o comportamento dos escoamentos turbulentos. Dentre os possíveis modelos, destacam-se os modelos de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS), *Large Eddy Simulation* (LES) e *Variational Multi-Scale* (VMS). Esses modelos são caracterizados por considerar uma separação dos parâmetros de análise em duas parcelas, onde, dependendo de como essa separação é feita, pode ocorrer aprimoramentos no tempo de processamento ou na qualidade dos resultados.

Nesse sentido, o presente trabalho busca avaliar os três modelos de turbulência em problemas de IFE, tendo em vista seu tempo de processamento e precisão dos resultados obtidos, os quais serão comparados com exemplos de alta fidelidade apresentados na literatura.

1.1 Objetivos

O presente trabalho visa o estudo e implementação na linguagem de programação C++ de modelos de turbulência para análise de problemas de interação fluido-estrutura com elevados números de Reynolds. Com isso, traça-se os seguintes objetivos específicos:

- Estudo e implementação de técnicas de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*;
- Estudo e implementação de técnicas de *Large Eddy Simulation*;
- Estudo e implementação de técnicas de *Variational Multi-Scale*;
- Estudo comparativo das características numéricas dos métodos *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*, *Large Eddy Simulation*, *Variational Multi-Scale* em problemas de Interação Fluido-Estrutura.

1.2 Justificativa

Observa-se os efeitos da interação fluido-estrutura em diversas estruturas, em especial os efeitos devido à escoamentos turbulentos em estruturas flexíveis, por exemplo, a atuação de ventos em edifícios. Nesse sentido, se faz necessário o estudo de técnicas eficazes para determinação dos impactos desses escoamentos sobre as mais diversas estruturas.

Duas formas possíveis de se obter esses resultados são: pela construção de modelos reais em escala, observando-se na prática o comportamento estrutural e do escoamento; ou pela modelagem matemática do problema. O primeiro cenário apresenta algumas desvantagens, pois os parâmetros que são obtidos nesse tipo de análise podem ser dependentes da escala da amostra, impactando diretamente na qualidade dos resultados, além de demandar uma infraestrutura muito robusta para se obter valores coerentes. Assim, o modelo matemático se mostra como uma solução mais eficiente, uma vez que não demanda um grande investimento em infraestrutura.

No entanto muitos tipos de análise envolvendo escoamentos turbulentos recaem em problema com um alto grau de complexidade, ocasionando, conseqüentemente, um custo computacional muito alto. Dessa maneira, o presente trabalho busca analisar entre as técnicas matemáticas qual se mostra mais eficiente para essas análises, dando continuidade aos trabalhos que já foram realizados pelo grupo de pesquisa.

Além dos métodos para determinação de parâmetros referentes ao escoamento, também é necessário se obter aqueles referentes à resposta da estrutura frente à esse escoamento. Assim, nota-se a presença de diversos métodos para a determinação de parâmetros relativos à estruturas flexíveis, em que se percebe o Método dos Elementos Finitos Posicional como uma alternativa interessante para tal análise. Esse método se destaca pela consideração das posições nodais como parâmetros de análise, evitando problemas devido à falta de comutatividade de rotações, que é observado, por exemplo, no Método dos Elementos Finitos Corrotacional, que, além de deslocamentos, também considera rotações nodais como parâmetros de análise. Além disso, também vale destacar que a matriz de massa em problemas dinâmicos permanece constante ao longo do tempo, possibilitando a implementação facilitada de métodos de integração temporal.

2 ESTADO DA ARTE

No presente capítulo serão abordados os principais temas relacionados à problemas de Interação Fluido-Estrutura (IFE), tendo como ênfase os modos de turbulência. Serão destacados os principais métodos de cálculos envolvendo a dinâmica das estruturas computacional (2.1), a dinâmica dos fluidos computacional (2.2) e alguns modelos de turbulências (2.4).

2.1 Dinâmica Das Estruturas Computacional

A mecânica dos sólidos visa a determinação de parâmetros referentes à elementos estruturais sujeitos a solicitações externas, tais como tensões e deformações, ou forças e deslocamentos de determinados pontos dos mesmos. Para isso são desenvolvidos diversos métodos com a finalidade de melhor descrever o comportamento das estruturas, como o Método dos Elementos Finitos (MEF), que se apresenta como a ferramenta computacional mais amplamente utilizada para esse fim.

Nesse sentido vale ressaltar os trabalhos de Hughes e Liu (1981), Argyris (1982), Ibrahimbegovic e Taylor (2002), Pimenta, Campello e Wriggers (2004), Battini e Pacoste (2006) e Pimenta, Campello e Wriggers (2008), que realizaram análises através do MEF Corrotacional, que se trata de uma formulação onde os deslocamentos e rotações dos elementos são os parâmetros principais da análise.

No entanto a utilização de uma análise que considera tais parâmetros nodais só se mostra eficiente ao se estudar estruturas que desenvolvem pequenos deslocamentos e deformações. Isso deve-se ao fato de essa abordagem utilizar rotações finitas como parâmetros nodais, o que pode gerar controversas em problemas envolvendo grandes rotações, uma vez que não há comutatividade entre essas grandezas. Ainda observa-se que a avaliação dinâmica de estruturas reticuladas se torna problemática, do ponto de vista da conservação de energia, além da matriz de massa ser variável, tornando o processo de integração temporal muito complexo (SANCHES; CODA, 2013).

Com isso, vale ressaltar os trabalhos de Coda e Greco (2004), Coda e Paccola (2007), Coda e Paccola (2010), Coda (2009), Coda e Paccola (2009) e Carrazedo e Coda (2010) que utilizam de forma bem-sucedida o MEF Posicional para análise de estruturas reticuladas e de cascas aplicadas à grandes deslocamentos. Este método se diferencia dos demais ao considerar as posições nodais, obtidas a partir de vetores indeformados, como parâmetros de análise, facilitando o cálculo de efeitos de não-linearidade geométrica.

Sanches e Coda (2013) apresentaram uma aplicação do método dos elementos finitos posicional em elementos de cascas e constataram a presença de uma matriz de massa constante, o que possibilita a utilização de métodos de integração temporal, como o método de Newmark β , conservando, assim, o momento linear e angular em análises dinâmicas.

Além disso, esse trabalho também analisou problemas envolvendo IFE, obtendo resultados favoráveis, indicando a boa aplicação desse método em problemas dessa natureza.

No âmbito da IFE, destaca-se a necessidade dessa consideração, uma vez que são observadas aplicações como, por exemplo, grandes amplitudes de deslocamentos, como *flutter*, aplicações biomecânicas, estruturas infláveis (KARAGIOZIS et al., 2011), simulações de turbinas (BAZILEVS et al., 2011), dentre outras.

2.2 Dinâmica Dos Fluidos Computacional

Ao contrário de problemas envolvendo elementos sólidos, que possuem um estado inicial bem definido, os fluidos, em especial os Newtonianos, não o possuem, uma vez que não incapazes de resistir à tensões desviadoras, deformando-se, assim, indefinidamente quando sujeitos à essas tensões. Dessa forma, torna-se apropriada a utilização de uma descrição Euleriana para descrever os fluidos, em que os parâmetros nodais são principalmente as velocidades do mesmo (FERNANDES, 2020).

Em geral, problemas envolvendo Dinâmica dos Sólidos (*Computational Solid Dynamics* - CSD) partem do princípio da estacionariedade de energias, buscando a determinação do ponto em que a energia do sistema seja mínima. Esses métodos apresentam a particularidade de surgir um sistema de equações com uma matriz simétrica e, em alguns casos, de vetores cujas componentes possuem significado físico. Porém, em problemas que envolvem a Dinâmica dos Fluidos (*Computational Fluid Dynamics* - CFD), o sistema de equações possui uma matriz, na maioria dos casos, assimétrica, devido à presença de termos convectivos nas equações governantes (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013; BROOKS; HUGHES, 1982).

Nesse sentido, são desenvolvidos novos métodos, em busca de uma solução mais representativa com uma malha menos refinada. Dentre os principais desenvolvidos, vale mencionar o *Streamline-Upwind/Petrov-Galerkin* (SUPG) (BROOKS; HUGHES, 1982), *Galerkin Least-Squares* (GLS) (HUGHES; FRANCA; HULBERT, 1989; TEZDUYAR, 1991), *Subgrid Scales* (SGS) e (HUGHES, 1995).

Um campo que vale destacar na CFD é o que estuda os fenômenos de turbulência, uma vez que esses fenômenos podem se apresentar nas mais variadas escalas, sendo necessário a geração de uma malha muito refinada para detectar a formação dos vórtices, o que ocasiona um aumento radical no custo computacional da análise. Assim, são desenvolvidas novas técnicas afim de se obter melhores resultados, sem que haja um grande aumento no volume de cálculos. Dentre esses métodos destacam-se os métodos de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) (SPEZIALE, 1991; ALFONSI, 2009; LING; TEMPLETON, 2015), as Simulações de Grandes Vórtices (*Large Eddy Simulation* - LES) (GERMANO et al., 1991; PIOMELLI, 1999; HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000; ŠEKUTKOVSKI et al., 2021) e o método Variacional Multiescala (*Variational Multi-Scale* - VMS) (HUGHES, 1995; HUGHES

et al., 1998; HUGHES; OBERAI, 2002; BAZILEVS; AKKERMAN, 2010; BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013). O capítulo 3 descreve de forma mais detalhada cada um desses métodos.

2.3 Interação Fluido-Estrutura

Segundo Sanches e Coda (2014) problemas numéricos envolvendo IFE são divididos em três áreas, sendo elas a CFD, CDS e Problemas de Interação (*Interaction Problem - IP*). Fazer essa interação entre CFD e CSD pode se tornar uma tarefa complexa, pois se caracteriza pela sua multidisciplinaridade (HOU; WANG; LAYTON, 2012) além de acoplar esses dois problemas se tornar complicado, uma vez que pode-se utilizar descrições diferentes para cada problema, por exemplo a utilização de uma descrição Lagrangiana para modelar o sólido e uma descrição Euleriana para o fluido, além de que os parâmetros nodais determinados em cada um dos dois problemas são distintos, como deslocamentos ou posições em sólidos e velocidades e pressões no fluido.

Outra questão a ser observada em problemas de IFE é que, devido à movimentação da estrutura, deve-se realizar algum procedimento para que o domínio do fluido perceba essa movimentação. Bazilevs, Takizawa e Tezduyar (2013) apontam duas técnicas possíveis de serem utilizadas para se considerar esse efeito: a técnica de malha conforme (ou *interface-tracking*); e a técnica de malha não-conforme (ou *interface-capturing*). Na técnica de malhas conformes a interface entre o sólido e o fluido é caracterizada pela presença de condições de contorno na mesma, necessitando, assim, que a malha do fluido se deforma para se acomodar à nova configuração, deformando-se no processo ou, caso necessário, passando por remalhamento (TERAHARA et al., 2020). Esse tipo de técnica é interessante, já que permite a utilização de uma malha razoavelmente complexa próxima à interface, para se obter resultados mais precisos nessa região. No entanto percebe-se que alguns casos de deformações excessivas do domínio do fluido, pode ocorrer de não ser viável ou meramente possível essa movimentação. Por sua vez, a técnica de malhas não-conformes considera as condições de contorno diretamente nas equações governantes, permitindo que os problemas sejam resolvidos separadamente sem a necessidade de movimentação da malha, evitando, assim, os problemas relacionados à movimentação excessiva da malha. Porém, em certos casos de problemas de geometria complexa, os custos de remalhamento podem ser compensados com o aumento de precisão obtido próximo à interface (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013; HOU; WANG; LAYTON, 2012; BAZILEVS et al., 2015).

Dentro do âmbito de malhas não-conformes, nota-se a utilização de técnicas baseadas em contornos imersos em diversos trabalhos, como: o de Zhao et al. (2016), o qual analisou os resultados da técnica por comparação com respostas analíticas, numéricas e experimentais, tendo obtido bons resultados; o de Zheng et al. (2020), que utilizou uma formulação modificada de um método de contornos imersos, comparando os resultados com os obtidos

experimentalmente em situações simétricas e assimétricas, obtendo resultados satisfatórios; o de Xiao et al. (2022), sendo estudado escoamentos com transferência de massa, calor e momento, e também são apontadas pelos autores as dificuldades provenientes, dentre outras causas, da não conformidade da malha, especialmente em problemas com alto número de Reynolds; dentre outros, como de Wang et al. (2011), Ruess et al. (2013), Yan et al. (2021).

Tendo em vista a técnica de malha conforme, destaca-se a utilização formulação Lagrangiana-Euleriana Arbitrária (*Arbitrary Lagrangian-Eulerian* - ALE) (DONEA; GIULIANI; HALLEUX, 1982; KANCHI; MASUD, 2007; FERNANDES; CODA; SANCHES, 2019) e a formulação Espaço Tempo (*Space-Time* - ST) (TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2011; TERAHARA et al., 2020; TAKIZAWA et al., 2011). Assim, o problema pode ser subdividido na determinação dos parâmetros referentes ao: sólido; fluido; e malha.

Como mencionado por Hou, Wang e Layton (2012), problemas de IFE podem ser ainda classificados em termos de sua abordagem: o modelo monolítico; e o modelo particionado, o qual também pode ser subdividido em particionado forte e particionado fraco. No modelo monolítico todos os parâmetros do problema são calculados diretamente no mesmo bloco de equações. Uma grande vantagem dessa abordagem é a obtenção direta dos valores de interesse, além de alcançar uma precisão maior nos resultados, às custas de um maior custo computacional, uma vez que o sistema a ser resolvido é consideravelmente maior. Já o modelo particionado resolve de forma independente os diferentes problemas envolvidos, o que se mostra como uma grande vantagem desse método, já que é possível reutilizar códigos funcionais para diferentes modelos e apenas integrá-los em um processo que fará a interação, flexibilizando o código à novos modelos com uma probabilidade menor de erros no código (ROUX, 2008; HOU; WANG; LAYTON, 2012). O modelo particionado fraco é suficientemente satisfatório em simulações com intervalos pequenos de passo de tempo, dispensando, assim, a interação em *loop*, sendo classificado, portanto, como um método explícito, ao contrário do modelo particionado forte, onde ocorrem interações em *loop* para corrigir eventuais erros na IFE, caracterizando-se como um método implícito (FERNANDES, 2020).

Dentre os trabalhos que se utilizam do modelo monolítico cita-se os trabalhos de Michler et al. (2004), Hron e Mádlík (2007), Wick e Wollner (2021). Já os trabalhos que utilizam o modelo particionado cita-se Sanches e Coda (2013), Sanches e Coda (2014), Fernandes, Coda e Sanches (2019)

2.4 Modelos De Turbulência

Um fluido pode apresentar um escoamento de duas formas distintas, a depender do número de Reynolds que este apresenta. Em casos cujo número de Reynolds é baixo, o escoamento é considerado laminar, ou seja, o escoamento se dá de forma semelhante ao

movimento de lâminas independentes, não havendo mistura macroscópica entre as mesmas. Esse tipo de escoamento possui soluções muito mais simples de se obter, no entanto representam uma ocorrência baixa na maioria dos problemas observados na natureza. Já em casos cujo número de Reynolds é muito elevado, o escoamento é considerado turbulento. Nesse cenário há a formação de vórtices sobre o escoamento, que podem ocorrer de forma instável, desordenada e em várias escalas diferentes (POPIOLEK, 2005; SHAUGHNESSY; KATZ; SCHAFFER, 2005). Esse fenômeno pode ser descrito de acordo com as equações de Navier-Stokes, no entanto sua resolução se apresenta com um alto grau de complexidade, uma vez que possui termos não lineares em sua composição. Assim são necessárias técnicas de solução, para que se possa obter uma solução de forma aproximada à essas equações.

Uma possível forma de simulação de escoamentos turbulentos é o denominado *Direct Numerical Simulation* (DNS), o qual resolve as equações de Navier-Stokes diretamente em todas as escalas de presentes, sendo, portanto, o método mais preciso de se simular escoamentos turbulentos. No entanto possui um alto custo computacional, restringindo sua aplicação à problemas pequenos e de geometria simples para validação de outros modelos de turbulência que sejam mais viáveis (PIOMELLI, 1999; YOKOKAWA et al., 2002). Alguns trabalhos realizados que utilizam o DNS são: Yokokawa et al. (2002), Picano, Breugem e Brandt (2015), Olad et al. (2022), Marioni et al. (2021).

Outra forma de se simular escoamentos turbulentos é o *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS). A principal premissa desse modelo diz que é possível separar as propriedades do escoamento em duas partes: uma parte relacionada à média temporal da propriedade, sendo essa a parcela predominante e a principal a ser determinada, e outra relacionada à variações no espaço-tempo da mesma. Por meio dessa consideração, a equação de Navier-Stokes se transforma de tal forma a surgir um termo adicional relacionado à interações entre as parcelas flutuantes, a qual representa a interferência dos efeitos turbulentos na propriedade média. Existem diversos modelos para descrever o comportamento, em que o mais comum de se encontrar é baseado no tensor de tensões de Reynolds, levando em consideração efeitos de viscosidade turbulenta (PIOMELLI, 1999; ALFONSI, 2009; BAZILEVS; AKKERMAN, 2010; LING; TEMPLETON, 2015).

Por sua vez, o modelo de *Large-Eddy Simulation* (LES), que considera também a separação dos parâmetros em duas parcelas: uma parcela filtrada; e outra não-filtrada. Nesse cenário se faz necessária a modelagem dos termos não-filtrados, enquanto a parcela filtrada é determinada diretamente por meio da resolução das equações de Navier-Stokes. Uma possível forma de se modelar os termos não-filtrado baseia-se no modelo de *Sub-Grid Scale* (SGS), que faz a interação entre os campos de grandes e de pequenas escalas, sendo aprimorada de forma a capturar os efeitos turbulentos em função do tamanho da malha (GHOSAL; MOIN, 1995; HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000; MOENG; SULLIVAN, 2015). Olad et al. (2022) aponta que a formulação a base de LES se mostrou mais preciso

na determinação dos campos de velocidades e de tensões desviadoras, porém com um custo computacional consideravelmente superior ao RANS.

No entanto, as simulações baseadas em RANS e LES possuem a dificuldade de trabalharem com sistemas de equações nas quais surgem sub-blocos nulos na matriz do problema. Assim, surgem modelos como o *Variational Multi-Scale* (VMS), introduzido por Hughes (1995), Hughes et al. (1998), Hughes, Mazzei e Jansen (2000). que contornam essa dificuldade. Esse modelo faz uso dos princípios variacionais, em que tanto os espaços tentativas quanto os espaços testes são divididos em: parcela de grandes escalas; e parcela de pequenas escalas. Com isso se faz a modelagem do espaço de pequenas escalas em termos de resíduos das equações de conservação de massa e de conservação da quantidade de movimento. Tal consideração preenche os termos da diagonal principal, fazendo com que o problema se torne positivo-definido, facilitando a escolha dos espaços de aproximação de velocidades e pressões, além da resolução do problema se mostrar de forma mais estável (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013; SONDAK et al., 2015).

3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

O presente capítulo apresenta inicialmente as equações governantes que descrevem a dinâmica dos fluidos, em especial aquelas voltadas para escoamentos incompressíveis levando em consideração os princípios da conservação de massa e da quantidade de movimento, culminando na obtenção das equações de Navier-Stokes para esse tipo de escoamento em descrição Euleriana e Lagrangiana-Euleriana Arbitrária (ALE) (Seção 3.1). Na sequência apresenta-se as equações governantes da dinâmica dos sólidos, onde se observa desde os conceitos fundamentais, como a cinemática dos corpos deformáveis, até uma descrição em Elementos Finitos baseado em Posições (Seção 3.2), onde é detalhado o elemento finito de casca. Com isso se faz a formulação de métodos de acoplamento Fluido-Estrutura, tendo em vista métodos de acoplamento particionado (fraco e forte), assim como o método de acoplamento monolítico. Por fim detalha-se o equacionamento dos modelos de turbulência baseados em: *Large Eddy Simulation* (Seção 3.4.2); *Variational Multi-Scale* (Seção 3.4.1); e *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (Seção 3.4.3), tendo como foco métodos de solução computacional.

3.1 Equações Governantes da Dinâmica dos Fluidos

Para a devida representação de escoamentos a temperatura constante é necessária a consideração dos princípios da conservação da massa e da conservação da quantidade de movimento de um fluido. Estas podem ser realizadas a partir de uma descrição Euleriana, sendo sua formulação apresentada na subseção 3.1.1, ou a partir de uma descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária, em que sua formulação é devidamente apresentada na subseção 3.1.2.

3.1.1 Descrição Euleriana

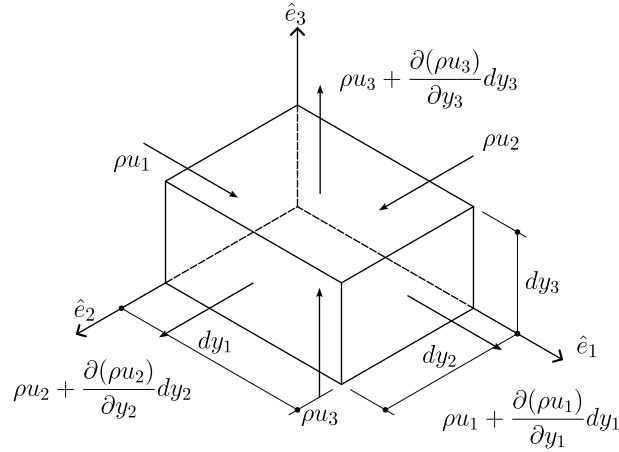
Em uma descrição Euleriana é possível se obter uma expressão que defina a conservação de massa (também denominada como Equação da Continuidade) do fluido, considerando um elemento infinitesimal permeável, que definirá o volume de controle, conforme ilustrado na Figura 1, em que \mathbf{u} é o campo de velocidades do fluido na posição atual (\mathbf{y}) do elemento e ρ é a massa específica do fluido nesse ponto.

Realizando-se o balanço de massa nesse elemento tem-se:

$$dm = dm_0 + \left. \frac{\partial dm}{\partial t} \right|_{\mathbf{y}} dt, \quad (3.1)$$

que pode ser expandida como:

Figura 1 – Taxa de fluxo de massa em um elemento infinitesimal permeável.



Fonte: Autoria Própria (2023).

$$\begin{aligned} \rho dV + \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|_{\mathbf{y}} dV dt = & \rho dV + \rho u_1 dy_2 dy_3 dt + \rho u_2 dy_1 dy_3 dt + \rho u_3 dy_1 dy_2 dt - \\ & \left(\rho u_1 + \frac{\partial(\rho u_1)}{\partial y_1} \Big|_{\mathbf{y}} dy_1 \right) dy_2 dy_3 dt - \left(\rho u_2 + \frac{\partial(\rho u_2)}{\partial y_2} \Big|_{\mathbf{y}} dy_2 \right) dy_1 dy_3 dt - \\ & \left(\rho u_3 + \frac{\partial(\rho u_3)}{\partial y_3} \Big|_{\mathbf{y}} dy_3 \right) dy_1 dy_2 dt. \end{aligned}$$

Simplificando essa expressão, chega-se a seguinte relação em forma expandida:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|_{\mathbf{y}} = - \left(\frac{\partial(\rho u_1)}{\partial y_1} \Big|_{\mathbf{y}} + \frac{\partial(\rho u_2)}{\partial y_2} \Big|_{\mathbf{y}} + \frac{\partial(\rho u_3)}{\partial y_3} \Big|_{\mathbf{y}} \right), \quad (3.2)$$

a qual pode ser reescrita em notação simbólica de acordo com a Equação 3.3a, ou em notação indicial de acordo com a Equação 3.3b, que representam a conservação de massa em um elemento infinitesimal.

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla_{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|_{\mathbf{y}} + \nabla_{\mathbf{y}} \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (3.3a)$$

$$\dot{\rho} + (\rho u_i)_{,i} = 0, \quad (3.3b)$$

sendo $D\rho/Dt$ a representação de derivada material, definida para uma propriedade ϕ qualquer como:

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{\mathbf{y}} + \mathbf{u} \cdot \nabla_{\mathbf{y}} \phi, \quad (3.4)$$

tal que $\nabla_{\mathbf{y}}(\cdot)$ é o operador nabla, definido para uma função escalar g qualquer de acordo com a Equação 3.5a e para uma função vetorial \mathbf{g} qualquer de acordo com a Equação 3.5b:

$$\nabla_{\mathbf{y}} g = \frac{\partial g}{\partial \mathbf{y}} \equiv \frac{\partial g}{\partial y_i} = g_{,i}, \quad (3.5a)$$

$$\nabla_y \mathbf{g} = \frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \mathbf{y}} \equiv \frac{\partial g_i}{\partial y_j} = g_{i,j}, \quad (3.5b)$$

e $\nabla_y \cdot (\cdot)$ é o divergente, que para uma função vetorial \mathbf{g} qualquer, é dado por:

$$\nabla_y \mathbf{g} \equiv \frac{\partial g_i}{\partial y_i} = g_{i,i}, \quad (3.6)$$

sendo a vírgula presente no subíndice a representação de derivada para a respectiva componente.

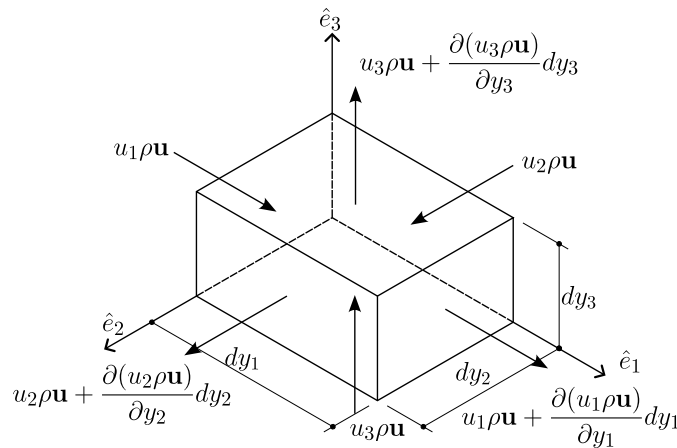
Para escoamentos incompressíveis a equação da continuidade pode ser reduzida a:

$$u_{i,i} = 0, \quad (3.7)$$

denominada como condição de incompressibilidade.

Já a equação que expressa a Conservação da Quantidade de Movimento (ou de Momento Linear) pode ser obtida ao se considerar a taxa de fluxo de quantidade de movimento no elemento infinitesimal permeável, ilustrado na Figura 2.

Figura 2 – Taxa de fluxo de quantidade de movimento em um elemento infinitesimal permeável.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Assim, procede-se com o balanço da taxa de quantidade de movimento, no qual $d\mathbf{F}$ representa a resultante das forças externas atuante no elemento.

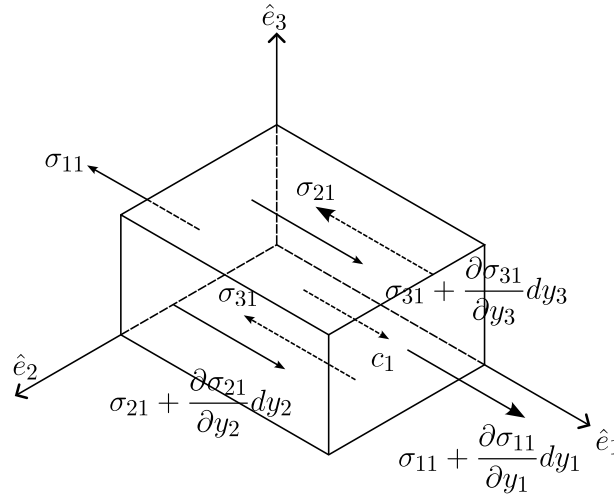
$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} \Big|_y dV = & u_1 \rho \mathbf{u} dy_2 dy_3 + u_2 \rho \mathbf{u} dy_1 dy_3 + u_3 \rho \mathbf{u} dy_1 dy_2 - \left(u_1 \rho \mathbf{u} + \frac{\partial u_1 \rho \mathbf{u}}{\partial y_1} \Big|_y dy_1 \right) dy_2 dy_3 - \\ & \left(u_2 \rho \mathbf{u} + \frac{\partial u_2 \rho \mathbf{u}}{\partial y_2} \Big|_y dy_2 \right) dy_1 dy_3 - \left(u_3 \rho \mathbf{u} + \frac{\partial u_3 \rho \mathbf{u}}{\partial y_3} \Big|_y dy_3 \right) dy_1 dy_2 + d\mathbf{F} \end{aligned}$$

Fazendo as devidas simplificações obtém-se a equação da conservação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} \Big|_y + (\rho u_j u_i)_{,j} - q_i = 0, \quad (3.8)$$

em que q_i representa a força resultante por unidade de volume, ou seja, $q_i = dF_i/dV$. Entretanto, não é de interesse escrever a equação 3.8 em termos desse vetor q_i , mas em termos do tensor de tensões de Cauchy (σ_{ij}). Para isso, considere o diagrama de corpo livre do elemento infinitesimal, onde se é representado apenas as componentes na direção \hat{e}_1 de tensões e de forças de corpo (c_i).

Figura 3 – Componentes de forças atuantes no elemento infinitesimal na direção \hat{e}_1 .



Fonte: Autoria Própria (2023).

Fazendo o equilíbrio de forças nessa direção, obtém-se que:

$$\begin{aligned}
 & -\sigma_{11}dy_2dy_3 - \sigma_{21}dy_1dy_3 - \sigma_{31}dy_1dy_3 + \left(\sigma_{11} + \frac{\partial\sigma_{11}}{\partial y_1}dy_1\right)dy_2dy_3 \\
 & + \left(\sigma_{21} + \frac{\partial\sigma_{21}}{\partial y_2}dy_2\right)dy_1dy_3 + \left(\sigma_{31} + \frac{\partial\sigma_{31}}{\partial y_3}dy_3\right)dy_1dy_2 + c_1dy_1dy_2dy_3 = dF_1
 \end{aligned}$$

Após feitas as devidas simplificações, pode-se estabelecer uma relação entre q_i e σ_{ij} :

$$q_1 = \frac{\partial\sigma_{11}}{\partial y_1} + \frac{\partial\sigma_{21}}{\partial y_2} + \frac{\partial\sigma_{31}}{\partial y_3} + c_1, \quad (3.9)$$

a qual pode ser estendida analogamente para as demais direções como:

$$q_i = \sigma_{ji,j} + c_i. \quad (3.10)$$

Substituindo 3.10 em 3.8 e aplicando a condição de incompressibilidade obtém-se a equação da conservação da quantidade de movimento escrita em termos de tensões:

$$\rho(\dot{u}_i + u_j u_{i,j} - f_i) - \sigma_{ji,j} = 0, \quad (3.11)$$

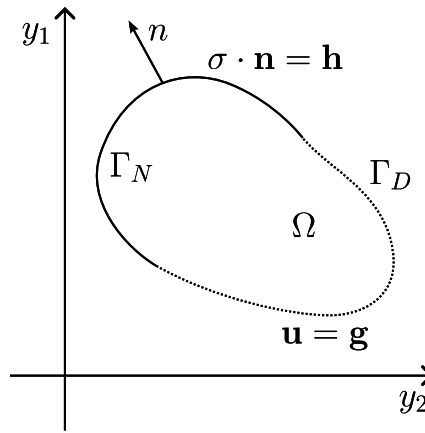
em que $c_i = \rho f_i$, tal que f_i é uma força por unidade de massa. Além disso, também é possível escrever a equação 3.11 utilizando a notação de derivada material como:

$$\rho\left(\frac{D\mathbf{u}}{Dt} - \mathbf{f}\right) - \nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma}^T = 0, \quad (3.12a)$$

$$\rho \left(\frac{Du_i}{Dt} - f_i \right) - \sigma_{ji,j} = 0. \quad (3.12b)$$

Já o domínio em que essas equações são válidas pode ser definido como $\Omega \subset \mathbb{R}^{n_{sd}}$, sendo $n_{sd} = 2$ ou 3 a dimensão do problema em análise, tal que Ω possui uma fronteira $\Gamma = \partial\Omega$, em que a parte dessa fronteira onde se impõem condições cinemáticas é denominada como fronteira de Dirichlet (Γ_D) e a parte onde há prescrição de forças de superfície é denotado como fronteira de Neumann (Γ_N), conforme pode ser visualizado na Figura 4.

Figura 4 – Domínio de análise e fronteiras consideradas para problemas de mecânica dos fluidos.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Dessa forma, o problema a ser resolvido pode ser escrito a partir das equações:

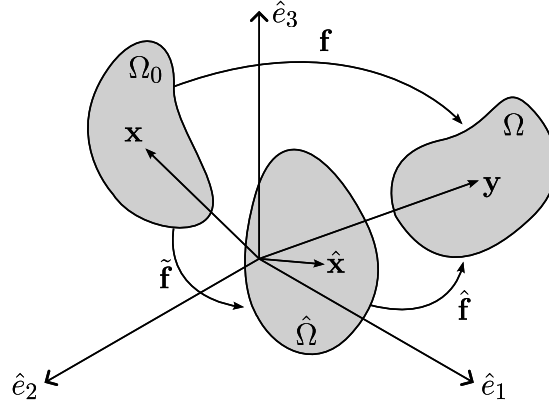
$$\begin{cases} \rho (\dot{u}_i + u_j u_{i,j} - f_i) - \sigma_{ji,j} = 0 & \text{em } \Omega, \\ u_{i,i} = 0 & \text{em } \Omega, \\ \sigma_{ij} n_i = h_j & \text{em } \Gamma_N, \\ u_j = g_j & \text{em } \Gamma_D, \end{cases} \quad (3.13)$$

as quais são chamadas de equações de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis em descrição Euleriana (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013; BAZILEVS; AKKERMAN, 2010; BAZILEVS et al., 2007; HUGHES; OBERAI, 2002; HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000).

3.1.2 Descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária

A descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária (*Arbitrary Lagrangian-Eulerian* - ALE) originou-se do trabalho de Donea, Giuliani e Halleux (1982), os quais consideraram três subconjuntos Ω_0 , Ω e $\hat{\Omega}$, que representam os domínios do contínuo em sua configuração inicial e atual e o domínio da malha, respectivamente. A Figura 5 ilustra esquematicamente um problema em descrição ALE.

Figura 5 – Descrição Lagrangiana-Euleriana Arbitrária.



Fonte: Autoria Própria (2023).

As coordenadas x , y e \hat{x} representam as coordenadas de um ponto nos domínios Ω_0 , Ω e $\hat{\Omega}$, respectivamente. Já as funções $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{y}(\mathbf{x}, t)$, $\tilde{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t) = \hat{\mathbf{x}}(\mathbf{x}, t)$ e $\hat{\mathbf{f}}(\hat{\mathbf{x}}, t) = \mathbf{y}(\hat{\mathbf{x}}, t)$ são funções de mudança de configuração.

Com isso, pode-se obter o gradiente das funções de mudança de configuração:

$$\mathbf{A} = \frac{\partial(\mathbf{f}(\mathbf{x}, t), t)}{\partial(\mathbf{x}, t)} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{u} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.14a)$$

$$\tilde{\mathbf{A}} = \frac{\partial(\tilde{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t), t)}{\partial(\mathbf{x}, t)} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \hat{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{w} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}, \text{ e} \quad (3.14b)$$

$$\hat{\mathbf{A}} = \frac{\partial(\hat{\mathbf{f}}(\hat{\mathbf{x}}, t), t)}{\partial(\hat{\mathbf{x}}, t)} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \hat{\mathbf{x}}} & \hat{\mathbf{u}} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.14c)$$

nos quais $\mathbf{u} = \partial \mathbf{y} / \partial t|_x$, $\mathbf{w} = \partial \hat{\mathbf{x}} / \partial t|_x$ e $\hat{\mathbf{u}} = \partial \hat{\mathbf{f}} / \partial t|_{\hat{x}}$. Além disso, vale ressaltar que $\mathbf{f} = \hat{\mathbf{f}}(\tilde{\mathbf{f}}, t)$, portanto $\mathbf{A} = \hat{\mathbf{A}} \cdot \tilde{\mathbf{A}}$, ou seja:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{u} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \hat{\mathbf{x}}} & \hat{\mathbf{u}} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial \hat{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{w} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.15)$$

que possui, como uma de suas consequências:

$$\mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \hat{\mathbf{x}}} \cdot \mathbf{w} + \hat{\mathbf{u}}, \text{ ou} \quad (3.16)$$

$$\mathbf{w} = \frac{\partial \hat{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{y}} \cdot (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}). \quad (3.17)$$

Assim é possível definir a derivada material em uma descrição ALE. Para isso considere uma propriedade $\phi(\mathbf{y}, t)$ escrita em termos da configuração atual, $\phi^*(\hat{\mathbf{x}}, t)$ escrita em termos da configuração de referência e $\phi^{**}(\mathbf{x}, t) = \phi^*(\tilde{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t), t)$ escrita em termos da configuração inicial. Logo:

$$\frac{\partial \phi^{**}(\mathbf{x}, t)}{\partial(\mathbf{x}, t)} = \frac{\partial \phi^*(\hat{\mathbf{x}}, t)}{\partial(\hat{\mathbf{x}}, t)} \cdot \frac{\partial \tilde{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t)}{\partial(\mathbf{x}, t)}, \text{ ou} \quad (3.18)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial \phi^{**}}{\partial \mathbf{x}} & \frac{\partial \phi^{**}}{\partial t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \phi^*}{\partial \hat{\mathbf{x}}} & \frac{\partial \phi^*}{\partial t} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial \hat{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{x}} & \mathbf{w} \\ \mathbf{0}^T & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

Portanto:

$$\frac{\partial \phi^{**}}{\partial t} = \frac{\partial \phi^*}{\partial \hat{\mathbf{x}}} \cdot \mathbf{w} + \frac{\partial \phi^*}{\partial t}. \quad (3.20)$$

Substituindo 3.17 em 3.20, obtém-se que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi^{**}}{\partial t} &= \frac{\partial \phi^*}{\partial \hat{\mathbf{x}}} \cdot \frac{\partial \hat{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{y}} \cdot (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}) + \frac{\partial \phi^*}{\partial t} \\ \frac{\partial \phi^{**}}{\partial t} &= \frac{\partial \phi^*}{\partial t} + (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}) \cdot \frac{\partial \phi^*}{\partial \mathbf{y}} \end{aligned}$$

Dessa maneira, remove-se os sobrescritos * e ** e define-se a derivada material na descrição ALE como:

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{\hat{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}) \cdot \nabla_{\mathbf{y}} \phi. \quad (3.21)$$

Com isso, substitui-se ϕ por ρ e aplica-se a Equação 3.21 em 3.3 para se obter a Equação da Continuidade na descrição ALE:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|_{\hat{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}) \cdot \nabla_{\mathbf{y}} \rho + \rho \nabla_{\mathbf{y}} \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3.22)$$

Já a Equação da Conservação da Quantidade de Movimento na descrição ALE pode ser obtida substituindo-se a Equação 3.21 em 3.12, em que $\phi = \mathbf{u}$, obtendo-se:

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \Big|_{\hat{\mathbf{x}}} + (\mathbf{u} - \hat{\mathbf{u}}) \cdot \nabla_{\mathbf{y}} \mathbf{u} - \mathbf{f} \right) - \nabla_{\mathbf{y}} \cdot \boldsymbol{\sigma}^T = 0. \quad (3.23)$$

Assim, pode-se escrever o problema a ser resolvido a partir das equações:

$$\begin{cases} \rho (\dot{u}_i + (u_j - \hat{u}_j)u_{i,j} - f_i) - \sigma_{ji,j} = 0 & \text{em } \Omega, \\ u_{i,i} = 0 & \text{em } \Omega, \\ \sigma_{ij}n_i = h_j & \text{em } \Gamma_N, \\ u_j = g_j & \text{em } \Gamma_D, \end{cases} \quad (3.24)$$

que são denominadas como as equações de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis em descrição ALE (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013).

3.1.3 Modelo Constitutivo

O modelo constitutivo que relaciona o tensor de tensões de Cauchy com os campos de velocidade e de pressão é expresso de acordo com a Equação 3.25:

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} - p\delta_{ij}, \quad (3.25)$$

no qual τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas (ou tensor desviador), que para fluidos Newtonianos é dado por:

$$\tau_{ij} = \mathcal{D}_{ij\alpha\beta} \dot{\epsilon}_{ij}, \quad (3.26)$$

em que $\mathcal{D}_{ij\alpha\beta}$ é o tensor constitutivo de quarta ordem:

$$\mathcal{D}_{ij\alpha\beta} = 2\mu\delta_{i\alpha}\delta_{j\beta} + \lambda\delta_{ij}\delta_{\alpha\beta}, \quad (3.27)$$

sendo μ a viscosidade dinâmica do fluido e $\dot{\epsilon}_{ij}$ é o tensor de taxa de deformação, definido como:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{u_{i,j} + u_{j,i}}{2}. \quad (3.28)$$

Assim, o tensor desviador pode ser escrito da seguinte maneira:

$$\tau_{ij} = (2\mu\delta_{i\alpha}\delta_{j\beta} + \lambda\delta_{ij}\delta_{\alpha\beta})\dot{\epsilon}_{\alpha\beta} = 2\mu\delta_{i\alpha}\delta_{j\beta}\dot{\epsilon}_{\alpha\beta} + \lambda\delta_{ij}\delta_{\alpha\beta}\dot{\epsilon}_{\alpha\beta}$$

resultando em:

$$\tau_{ij} = 2\mu\dot{\epsilon}_{ij} + \lambda\dot{\epsilon}_{\beta\beta}\delta_{ij}. \quad (3.29)$$

Já para o caso de escoamentos incompressíveis, verifica-se que $\dot{\epsilon}_{\beta\beta} = 0$, fazendo com que 3.25 possa ser escrita como:

$$\sigma_{ij} = \mu(u_{i,j} + u_{j,i}) - p\delta_{ij}. \quad (3.30)$$

3.1.4 Formulação Semi-Discreta

Para a obtenção de uma formulação na forma fraca (ou integral) das equações de Navier-Stokes considere os conjuntos \mathcal{S}_u e \mathcal{S}_p de dimensões infinitas que definem os espaços de funções tentativas para os campos de velocidades e pressões, respectivamente, tais que (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013; FERNANDES, 2020):

$$\mathcal{S}_u = \left\{ \mathbf{u} | \mathbf{u}(\cdot, t) \in H^1(\Omega), u_i = g_i \text{ em } \Gamma_D \right\} \text{ e} \quad (3.31)$$

$$\mathcal{S}_p = \left\{ p | p(\cdot) \in L^2(\Omega), \int_{\Omega} p d\Omega = 0 \text{ se } \Gamma = \Gamma_D \right\}, \quad (3.32)$$

em que $H^1(\Omega)$ representa o espaço de valor vetorial com derivadas de quadrado integrável em Ω e $L^2(\Omega)$ representa o espaço de valor escalar de quadrado integrável em Ω , ou seja:

$$H^1(\Omega) = \left\{ u \in L^2(\Omega); \frac{\partial u}{\partial x_i} \in L^2(\Omega), \text{ com } i = 1, \dots, n_{sd} \right\} \text{ e} \quad (3.33)$$

$$L^2(\Omega) = \left\{ u \mid \int_{\Omega} |u|^2 d\Omega < \infty \right\}. \quad (3.34)$$

Também define-se os conjuntos de funções testes para a conservação de massa e conservação da quantidade de movimento como \mathcal{V}_u e \mathcal{V}_p , respectivamente, tais que:

$$\mathcal{V}_u = \left\{ \mathbf{w} \mid \mathbf{w}(\cdot) \in (H^1(\Omega))^{n_{sd}}, w_i = 0 \text{ em } \Gamma_D \right\} \text{ e} \quad (3.35)$$

$$\mathcal{V}_p = \mathcal{S}_p. \quad (3.36)$$

Dessa forma, multiplica-se as equações de conservação da massa e de quantidade de movimento pelas suas respectivas funções testes e integra-se dentro do domínio Ω , obtendo-se:

$$\int_{\Omega} w_i (\rho (\dot{u}_i + (u_j - \hat{u}_j)u_{i,j} - f_i) - \sigma_{ji,j}) d\Omega + \int_{\Omega} q u_{i,i} d\Omega = 0. \quad (3.37)$$

Separando-se a parcela que contém o tensor de tensões de Cauchy da primeira integral, tem-se que:

$$\int_{\Omega} w_i \rho (\dot{u}_i + (u_j - \hat{u}_j)u_{i,j} - f_i) d\Omega - \int_{\Omega} w_i \sigma_{ji,j} d\Omega + \int_{\Omega} q u_{i,i} d\Omega = 0. \quad (3.38)$$

Fazendo a integração por partes da parcela que foi separada e considerando o Teorema da Divergência, chega-se à forma fraca do problema, expressa como a Equação 3.39, onde define-se o problema como: determinar $(\mathbf{u}, p) \in \mathcal{S}_u \times \mathcal{S}_p \forall \mathbf{w} \in \mathcal{V}_u$ e $q \in \mathcal{V}_p$ arbitrários em um intervalo $t \in (0, T)$, sendo T o tempo analisado, dados \mathbf{f} , \mathbf{g} , \mathbf{h} e $\hat{\mathbf{u}}$, em que $\mathbf{h} = \boldsymbol{\sigma}^T \cdot \mathbf{n}$ é o valor prescrito de força de superfície em Γ_N :

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} w_i \rho (\dot{u}_i + (u_j - \hat{u}_j)u_{i,j} - f_i) d\Omega - \int_{\Gamma_N} w_i h_i d\Gamma_N + \\ & \int_{\Omega} w_{i,j} \sigma_{ij} d\Omega + \int_{\Omega} q u_{i,i} d\Omega = 0. \end{aligned} \quad (3.39)$$

A solução desse problema, entretanto, pode levar à resultados com variações espúrias, como mencionado em (FERNANDES, 2020; DONEA; HUERTA, 2003; BROOKS; HUGHES, 1982), principalmente em problemas de convecção dominante devido à grande não-linearidade e assimetria do sistema de equações resultante desse método. Além disso, vale observar que a adoção do grau de aproximação dos campos de velocidades e de pressões não pode ser feita de maneira descuidada, uma vez essa escolha possui restrições, as quais denominam-se condições de *Ladyzhenskaya-Babuška-Brezzi* (LBB), que, como uma condição necessária, porém não suficiente, aponta a impossibilidade de se aproximar o campo de velocidades e de pressões no mesmo espaço, uma vez que (DONEA; HUERTA, 2003):

$$\dim \mathcal{V}_p^h \leq \dim \mathcal{V}_u^h. \quad (3.40)$$

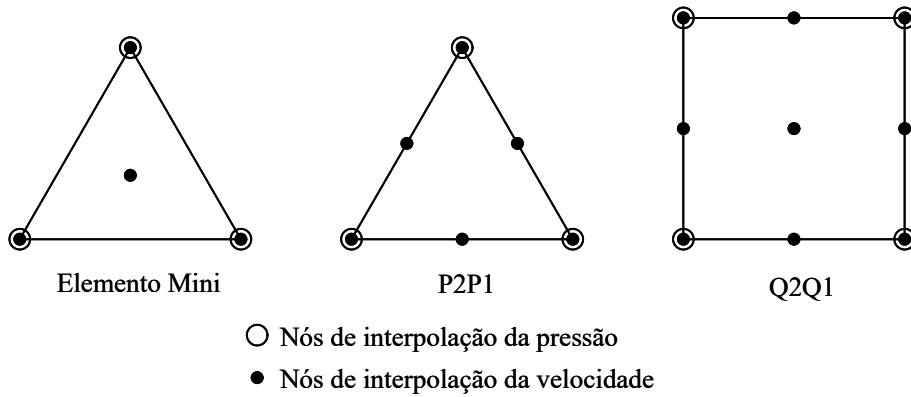
Assim, para se garantir a unicidade da solução, a escolha dos espaços de aproximação da velocidade e da pressão depende da seguinte condição suficiente:

$$\inf_{q^h \in \mathcal{V}_p^h} \sup_{\mathbf{w}^h \in \mathcal{V}_u^h} \frac{(q^h, \nabla \cdot \mathbf{w}^h)}{\|q\|_0 \|\mathbf{w}^h\|_1} \geq \beta > 0, \quad (3.41)$$

em que β é uma constante independente do tamanho da malha.

Como pode-se observar, a escolha dos espaços de aproximações que atendam às condições LBB não é trivial. Sendo assim, Donea e Huerta (2003) apresenta alguns elementos possíveis de se utilizar atendendo às condições LBB (denominados de Elementos Taylor-Hood). A Figura 6 ilustra alguns elementos Taylor-Hood.

Figura 6 – Elementos Taylor-Hood.



Fonte: Fernandes (2020) - Adaptado.

Outros trabalhos foram desenvolvidos a fim de se obter formulações estabilizadas que permitam a utilização dos mesmos espaços de aproximação para ambos os espaços almejados, como a formulação SUPG/PSPG, reduzindo também problemas relacionados à convecção dominante. Essa formulação será devidamente tratada nas subseções seguintes (3.4.1).

3.2 Equações Governantes da Dinâmica dos Sólidos

O estudo dos elementos sólidos baseia-se na determinação de parâmetros referentes à elementos estruturais, tais como esforços internos e deslocamentos, ou tensões e deformações. Em alguns casos particulares isso pode ser obtido através da simples consideração das relações de equilíbrio, de compatibilidade e constitutivas. Entretanto, em vários outros casos, pode ser necessário o uso de algumas técnicas, como o uso dos princípios variacionais, que serão devidamente descritos na presente seção.

Para se utilizar desses princípios, deve-se primeiramente definir o conceito de energia total (Π) de um sistema, que pode ser entendido como a soma de todas as parcelas relevantes ao problema. Em casos mais comuns de problemas envolvendo elementos sólidos, tem-se a consideração de uma parcela de energia devida às forças externas atuantes no corpo (\mathbb{P}), energia de deformação (\mathbb{U}) e energia cinética (\mathbb{K}). Dessa forma:

$$\Pi = \mathbb{P} + \mathbb{U} + \mathbb{K}. \quad (3.42)$$

Nesse sentido, busca-se encontrar uma configuração que esteja em equilíbrio estável. Dessa forma postula-se o primeiro teorema variacional, que aponta que, para se obter o equilíbrio em um sólido sujeito a forças externas conservativas, a primeira variação da energia total deve ser nula para qualquer variação admissível, ou seja:

$$\delta^{(1)}\Pi = 0 \forall \delta \mathbf{u} | \delta \mathbf{u} = \mathbf{0} \text{ em } \Gamma_D, \quad (3.43)$$

em que Γ_D é a parcela da fronteira onde os deslocamentos são prescritos. Já o segundo teorema trata-se da estabilidade desse equilíbrio, onde para se atingir o equilíbrio estável a segunda variação da energia total deve ser positiva para qualquer variação admissível, ou seja:

$$\delta^{(2)}\Pi > 0 \forall \delta \mathbf{u} | \delta \mathbf{u} = \mathbf{0} \text{ em } \Gamma_D. \quad (3.44)$$

Sendo assim, primeiramente procura-se anular a primeira variação da energia total:

$$\delta\Pi = \delta\mathbb{P} + \delta\mathbb{U} + \delta\mathbb{K} = 0, \quad (3.45)$$

o que leva à necessidade de se determinar a primeira variação de \mathbb{U} . Para isso, é necessária a consideração de um modelo constitutivo que descreva a evolução da energia de deformação em função da medida de deformação.

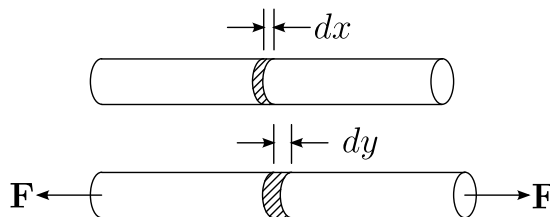
Na sequência serão apresentadas algumas medidas de deformação uniaxiais para fins de exemplificação, sendo as medidas de deformação multiaxiais apresentadas posteriormente na seção 3.2.1.

A primeira medida de deformação que pode ser observada é a denominada medida de deformação linear (ou de engenharia), que se trata de uma medida Lagrangiana, pois toma como referência a configuração inicial (ou indeformada) do elemento, e é definida como:

$$\varepsilon = \frac{dy - dx}{dx}, \quad (3.46)$$

em que dx e dy são os comprimentos de um trecho infinitesimal de uma barra em sua configuração inicial e atual, respectivamente (Figura 7).

Figura 7 – Desenho esquemático de uma barra submetida a tração.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Outra medida de deformação Lagrangiana interessante é a medida de deformação quadrática (ou de Green-Lagrange), definida como:

$$\mathbb{E} = \frac{1}{2} \frac{dy^2 - dx^2}{dx^2}. \quad (3.47)$$

Vale ressaltar que, em comparação com a medida de deformação linear, a deformação quadrática pode ser utilizada para problemas com uma deformação maior, descrevendo uma variedade maior de problemas.

Já outras medidas de deformação Eulerianas (que tomam como referência a configuração atual do elemento) tem-se a medida de deformação de Almansi:

$$\mathbb{A} = \frac{1}{2} \frac{dy^2 - dx^2}{dy^2}, \quad (3.48)$$

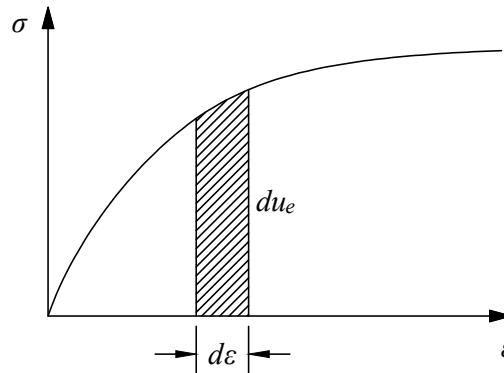
e a medida de deformação de Hencky:

$$\mathbb{H} = -\ln \left(\frac{dx}{dy} \right). \quad (3.49)$$

Assim, pode-se definir alguns modelos constitutivos que relacionarão a medida de tensão com a de deformação, ou de forma mais prática, a medida de energia específica de deformação (u_e) com alguma dessas duas medidas, sendo u_e a energia de deformação por unidade de volume, matematicamente interpretado como a área sob a curva de tensão \times deformação (Figura 8), ou seja:

$$u_e = \int_0^\varepsilon \sigma d\varepsilon. \quad (3.50)$$

Figura 8 – Esquema de diagrama de tensão \times deformação.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Assim, destacam-se os modelos constitutivos de Hooke (Equação 3.51a), de Saint-Venant-Kirchhoff (Equação 3.51b) e de Almansi (Equação 3.51c):

$$u_e^H = \frac{E\varepsilon^2}{2}, \quad (3.51a)$$

$$u_e^{SVK} = \frac{K\mathbb{E}^2}{2}, \quad (3.51b)$$

$$u_e^{Al} = \frac{Z\mathbb{A}^2}{2}, \quad (3.51c)$$

em que E , K e Z representam o módulo de elasticidade longitudinal do material em seus respectivos modelos constitutivos.

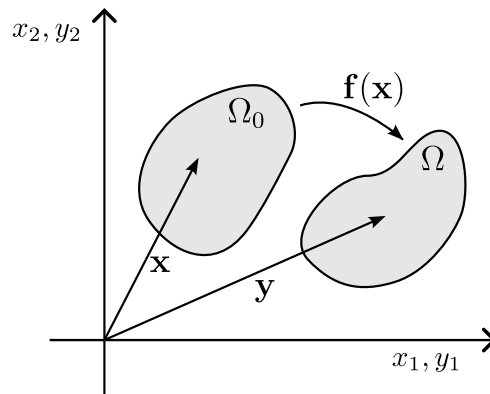
Uma propriedade notável aponta a tensão como a conjugada energética da deformação, que, matematicamente, significa que a primeira derivada da energia específica de deformação em relação à medida de deformação é igual à tensão, ou seja:

$$\frac{\partial u_e}{\partial \varepsilon} = \sigma = E\varepsilon. \quad (3.52)$$

3.2.1 Cinemática dos Corpos Deformáveis

Inicialmente considere um corpo deformável, idealizado como um meio contínuo que, em sua configuração inicial é denotado por Ω_0 e em sua configuração atual é denotado por Ω , conforme ilustrado na Figura 9. Para se mapear os pontos que compõem o corpo em relação a uma origem preestabelecida utiliza-se \mathbf{x} e \mathbf{y} para denotar as coordenadas de Ω_0 e Ω , respectivamente. Já para se mapear \mathbf{y} em função de \mathbf{x} existe uma função \mathbf{f} tal que $\mathbf{y} = \mathbf{f}(\mathbf{x})$, denominada como função de mudança de configuração.

Figura 9 – Configurações inicial e atual de um corpo deformável.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Para um ponto \mathbf{x} na vizinhança de \mathbf{x}_0 , pode-se dizer que:

$$\mathbf{y}(\mathbf{x}) = \mathbf{f}(\mathbf{x}_0) + \left. \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}_0} \cdot d\mathbf{x}, \quad (3.53)$$

em que $\mathbf{A} = \partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{x}$ é o gradiente de mudança de configuração. Assim, pode-se obter uma expressão que transforme um vetor $d\mathbf{x}$ na configuração inicial em um vetor $d\mathbf{y}$ na atual:

$$d\mathbf{y} = \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x}, \quad (3.54)$$

o que permite escrever o quadrado da norma de $d\mathbf{y}$ como:

$$\|d\mathbf{y}\|^2 = dy^2 = d\mathbf{y}^T \cdot d\mathbf{y} = (\mathbf{A} \cdot d\mathbf{x})^T \cdot (\mathbf{A} \cdot d\mathbf{x}) = d\mathbf{x}^T \cdot \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{A} \cdot d\mathbf{x}$$

Subtraindo-se $dx^2 = \|d\mathbf{x}\|^2$ de ambos os lados da igualdade obtém-se:

$$dy^2 - dx^2 = d\mathbf{x}^T \cdot (\mathbf{A}^T \cdot \mathbf{A} - \mathbf{I}) \cdot d\mathbf{x}, \quad (3.55)$$

em que \mathbf{I} é o tensor identidade de segunda ordem e $\mathbf{C} = \mathbf{A}^T \cdot \mathbf{A}$ é o tensor de alongamento à direita de Cauchy-Green. Dessa maneira, pode-se substituir \mathbf{C} em 3.55 e dividir por $2dx^2$, obtendo-se:

$$\frac{1}{2} \frac{dy^2 - dx^2}{dx^2} = \frac{1}{2} \frac{d\mathbf{x}^T \cdot (\mathbf{C} - \mathbf{I}) \cdot d\mathbf{x}}{dx^2}.$$

Tomando um versor na direção de $d\mathbf{x}$ ($\mathbf{u} = d\mathbf{x} / \|d\mathbf{x}\|$), tem-se que:

$$\frac{1}{2} \frac{dy^2 - dx^2}{dx^2} = \mathbf{u}^T \cdot \left(\frac{1}{2} (\mathbf{C} - \mathbf{I}) \right) \cdot \mathbf{u}. \quad (3.56)$$

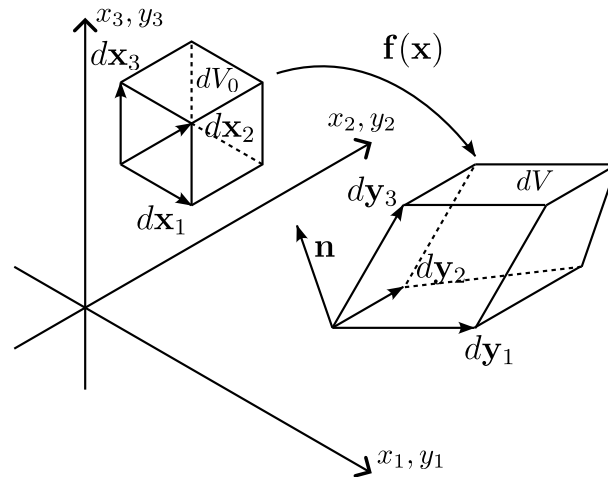
Assim, define-se o tensor de deformações de Green-Lagrange como:

$$\mathbb{E} = \frac{1}{2} (\mathbf{C} - \mathbf{I}), \quad (3.57)$$

que se trata de uma medida de deformação objetiva, ou seja, não registra deformações em movimento de corpo rígido.

Outra medida de deformação interessante é a medida de deformação volumétrica (ε_V). Para isso considere o elemento infinitesimal em suas configurações inicial e atual ilustrado na Figura 10.

Figura 10 – Mudança de volume de um elemento infinitesimal.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Logo o valor de ε_V pode ser obtido através da relação entre o volume inicial e atual desse elemento como:

$$\varepsilon_V = \frac{dV - dV_0}{dV_0}. \quad (3.58)$$

O volume do elemento em ambas as configurações pode ser obtido por meio do produto misto dos vetores que formam o mesmo, ou seja:

$$dV_0 = d\mathbf{x}_1 \cdot (d\mathbf{x}_2 \times d\mathbf{x}_3), \quad (3.59a)$$

$$dV = d\mathbf{y}_1 \cdot (d\mathbf{y}_2 \times d\mathbf{y}_3), \quad (3.59b)$$

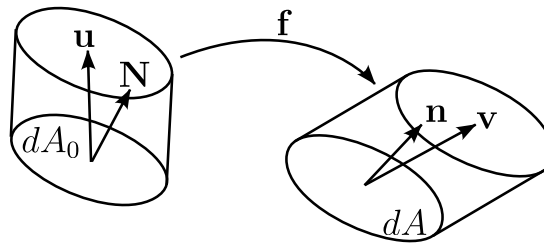
Conhecendo a transformação expressa em 3.54 e fazendo as devidas simplificações pode-se obter que:

$$dV = \det(\mathbf{A})dV_0 = JdV_0, \quad (3.60)$$

em que $J = \det(\mathbf{A})$ é o Jacobiano da mudança de configuração.

Na sequência procura-se obter uma expressão que indique a mudança de área nas diferentes configurações. Assim, considere um cilindro infinitesimal ilustrado na figura 11.

Figura 11 – Mudança de configuração em um cilindro infinitesimal.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Nesse contexto, a área vetorial pode ser entendida como seu valor absoluto na direção de sua normal ($d\mathbf{A}_0 = dA_0\mathbf{N}$ e $d\mathbf{A} = dA\mathbf{n}$). Logo o volume do cilindro é dado pelo produto escalar da área vetorial com o vetor que define a altura do cilindro ($dV_0 = d\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{u}$ e $dV = d\mathbf{A} \cdot \mathbf{v}$). Conhecendo as relações 3.54 e 3.60, pode obter que:

$$\mathbf{n}dA = J\mathbf{A}^{-T} \cdot \mathbf{N}dA_0, \quad (3.61)$$

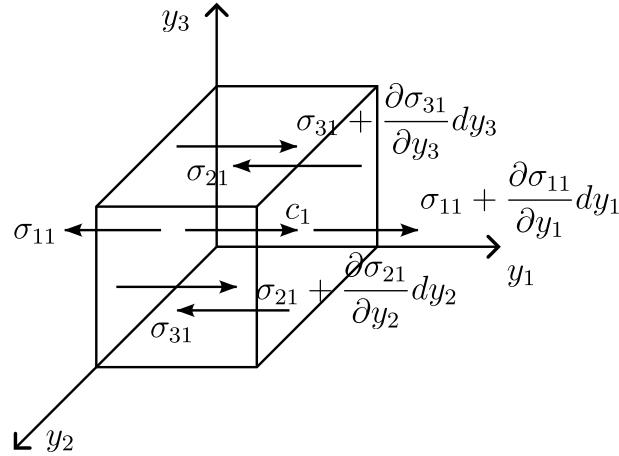
que é conhecida como a Equação de Nanson.

Com esse embasamento é possível apresentar os conceitos de energia nas descrições Euleriana e Lagrangiana Total. Assim, para se obter a equação do equilíbrio local de um elemento na descrição Euleriana, considere um elemento infinitesimal sujeito à ação de uma força de corpo (ou de volume) c , conforme ilustrado no diagrama de corpo livre da Figura 12, que apresenta somente as forças atuantes na direção \hat{e}_1 .

Fazendo o equilíbrio das forças nessa direção tem-se:

$$\begin{aligned} & -\sigma_{11}dy_2dy_3 - \sigma_{21}dy_1dy_3 - \sigma_{31}dy_1dy_2 + \left(\sigma_{11} + \frac{\partial\sigma_{11}}{\partial y_1}dy_1\right)dy_2dy_3 + \\ & \left(\sigma_{21} + \frac{\partial\sigma_{21}}{\partial y_2}dy_2\right)dy_1dy_3 + \left(\sigma_{31} + \frac{\partial\sigma_{31}}{\partial y_3}dy_3\right)dy_1dy_2 + c_1dV = \rho\ddot{y}_1dV \end{aligned}$$

Figura 12 – Forças atuantes em um elemento infinitesimal na direção \hat{e}_1 .



Fonte: Autoria Própria (2023).

Fazendo as devidas simplificações obtém-se:

$$\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial y_1} + \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial y_2} + \frac{\partial \sigma_{31}}{\partial y_3} + c_1 = \rho \ddot{y}_1,$$

que, expandindo analogamente para as demais direções, pode escrever nas notações simbólica (Equação 3.62a) e indicial (Equação 3.62b) como:

$$\nabla_y \cdot \boldsymbol{\sigma}^T + \mathbf{c} = \rho \ddot{\mathbf{y}}, \quad (3.62a)$$

$$\sigma_{ij,i} + c_j = \rho \ddot{y}_j, \quad (3.62b)$$

as quais representam as equações do equilíbrio local na descrição Euleriana e sendo a vírgula presente no subíndice a representação de derivada na direção i , ou seja:

$$\sigma_{ij,i} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial y_i}. \quad (3.63)$$

Integrando a equação 3.62 em Ω e aplicando o teorema da divergência obtém-se:

$$\int_{\Gamma} \boldsymbol{\sigma}^T \cdot \mathbf{n} d\Gamma + \int_{\Omega} \mathbf{c} d\Omega = \int_{\Omega} \rho \ddot{\mathbf{y}} d\Omega, \quad (3.64)$$

onde $\Gamma = \partial\Omega$ é a fronteira do domínio de análise. Essa equação representa o equilíbrio global na descrição Euleriana.

Já em uma descrição Lagrangiana Total, será necessário transformar os termos dependentes da configuração atual para outros dependentes da configuração inicial. Assim, pode-se reescrever a Equação 3.64 levando em consideração as Equações 3.60 e 3.61:

$$\int_{\Gamma_0} J \boldsymbol{\sigma}^T \cdot \mathbf{A}^{-T} \cdot \mathbf{N} d\Gamma_0 + \int_{\Omega_0} J \mathbf{c} d\Omega_0 = \int_{\Omega_0} J \rho \ddot{\mathbf{y}} d\Omega_0. \quad (3.65)$$

Sendo $\mathbf{c}^0 = J \mathbf{c}$ as forças de corpo na configuração inicial, $\rho_0 = J \rho$ a densidade inicial e $\mathbf{P} = J \mathbf{A}^{-1} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ o primeiro tensor de tensões de Piola-Kirchhoff, tem-se que:

$$\int_{\Gamma_0} \mathbf{P}^T \cdot \mathbf{N} d\Gamma_0 + \int_{\Omega_0} \mathbf{c}^0 d\Omega_0 = \int_{\Omega_0} \rho_0 \ddot{\mathbf{y}} d\Omega_0, \quad (3.66)$$

que representa a equação do equilíbrio global na descrição Lagrangiana Total.

Retornando a integral sob a fronteira Γ_0 para Ω_0 por meio do Teorema da Divergência e tomando um elemento infinitesimal de volume, pode-se obter a equação do equilíbrio local na descrição Lagrangiana Total:

$$\nabla_x \cdot \mathbf{P}^T + \mathbf{c}^0 = \rho_0 \ddot{\mathbf{y}}, \text{ ou} \quad (3.67a)$$

$$P_{ij,i} + c_j^0 = \rho_0 \ddot{y}_j. \quad (3.67b)$$

3.2.2 Método dos Elementos Finitos Posicional Aplicado a Elementos de Casca

Será exposta na presente seção a formulação para elementos de Casca baseada no Método dos Elementos Finitos Posicional, a qual seguirá uma descrição Lagrangiana Total, adotando o tensor de deformações de Green-Lagrange (\mathbb{E}). Para isso, será considerado inicialmente o princípio da conservação da energia, onde as parcelas envolvidas serão aquelas devidas às forças externas (\mathbb{P}), de deformação (\mathbb{U}), cinética (\mathbb{K}) e a dissipação da energia total (\mathbb{Q}):

$$\Pi_0 = \mathbb{U} + \mathbb{P} + \mathbb{K} + \mathbb{Q}, \quad (3.68)$$

sendo:

$$\mathbb{U} = \frac{1}{2} \int_{\Omega_0} S_{ij} \mathbb{E}_{ij} d\Omega_0, \quad (3.69a)$$

$$\mathbb{P} = -F_i^a Y_i^a - \int_{\Gamma_0} t_i y_i d\Gamma_0 \mathbf{e} \quad (3.69b)$$

$$\mathbb{K} = \frac{1}{2} \int_{\Omega_0} \rho_0 \dot{y}_i \dot{y}_i d\Omega_0, \quad (3.69c)$$

em que Ω_0 é o domínio de análise em sua configuração inicial, cuja fronteira é $\Gamma_0 = \partial\Omega_0$, F_i^a é uma força concentrada aplicada sobre um ponto a na direção i , cuja posição atual é Y_i^a , t_i é uma força distribuída sobre uma superfície média da casca (y_i), ρ_0 é a massa específica inicial do contínuo e S_{ij} é o tensor de Piola-Kirchhoff de segunda espécie, escrito como:

$$S_{ij} = \mathcal{C}_{ijkl} \mathbb{E}_{kl}, \quad (3.70)$$

sendo \mathcal{C}_{ijkl} o tensor constitutivo de quarta ordem:

$$\mathcal{C}_{ijkl} = 2G\delta_{ik}\delta_{jl} + \frac{2G\nu}{1-\nu}\delta_{ij}\delta_{kl} \quad (3.71)$$

no qual ν é o coeficiente de Poisson e G é o módulo de elasticidade transversal, dado em função do módulo de elasticidade longitudinal (ou Módulo de Young) E como:

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}. \quad (3.72)$$

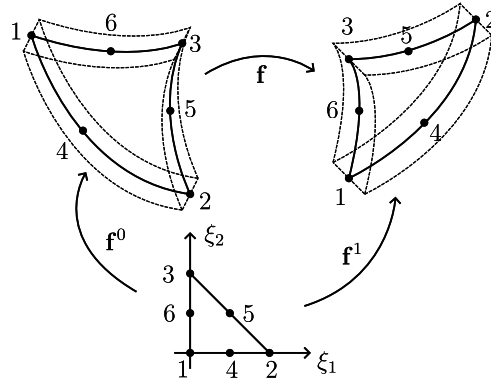
Já a energia dissipada é escrita em sua forma diferencial:

$$\frac{\partial \mathbb{Q}}{\partial y_i} = \int_{\Omega_0} \lambda_m \rho_0 \dot{y}_i d\Omega_0 - \int_{\Gamma_0} q_i d\Gamma_0, \quad (3.73)$$

na qual λ_m é uma constante de amortecimento e q_i é uma força não-conservativa distribuída na superfície média.

Para se realizar o cálculo dessas propriedades, será considerada uma aproximação dos parâmetros por meio de polinômios aproximadores (funções de forma), na qual será utilizado um espaço intermediário de coordenadas paramétricas (ξ) no procedimento. A Figura 13 apresenta esquematicamente o mapeamento das coordenadas da superfície média em seus respectivos espaços.

Figura 13 – Mudança de configuração.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Sendo assim, os parâmetros dependentes do espaço podem ser aproximados como:

$$f_i^{m0} = x_i^m = X_i^a N_a(\xi_1, \xi_2), \quad (3.74a)$$

$$f_i^{m1} = y_i^m = Y_i^a N_a(\xi_1, \xi_2), \quad (3.74b)$$

$$f_i^0 = x_i^m + v_i^0, \quad (3.74c)$$

$$f_i^1 = y_i^m + v_i^1, \quad (3.74d)$$

$$v_i^0 = \frac{h_0}{2} N_a(\xi_1, \xi_2) (V^0)_i^a \xi_3, \quad (3.74e)$$

$$v_i^1 = \frac{h_0}{2} N_a(\xi_1, \xi_2) (V^0)_i^a [\xi_3 + \alpha(\xi_1, \xi_2) \xi_3^2], \quad (3.74f)$$

$$\alpha(\xi_1, \xi_2) = A^a N_a(\xi_1, \xi_2), \quad (3.74g)$$

$$t_i = T_i^a N_a(\xi_1, \xi_2) \mathbf{e} \quad (3.74h)$$

$$q_i = Q_i^a N_a(\xi_1, \xi_2), \quad (3.74i)$$

em que X_i^a representa a posição inicial de um nó a , f_i^{m0} e f_i^{m1} são as funções de mudança de configuração da superfície média $\Omega_\xi \rightarrow \Omega_0$ e $\Omega_\xi \rightarrow \Omega$, respectivamente, onde Ω_ξ é o espaço paramétrico e Ω é a configuração atual do contínuo, v_i^0 é o vetor unitário normal à superfície média, v_i^1 é o vetor generalizado na configuração atual, h_0 é a espessura inicial

da casca, N_a é a função de forma, T_i^a é o valor de t_i sobre o nó a , Q_i^a é o valor de q_i sobre o nó a e α é uma variável inserida no problema, denominada como taxa de variação da espessura, cujo valor sobre o nó a é A^a (SANCHES; CODA, 2013; SANCHES; CODA, 2014).

Note que $\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{f}^1((\mathbf{f}^0)^{-1}, t)$, portanto é possível se obter o gradiente da função de mudança de configuração ($\mathbf{A} = \partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{x}$) como $\mathbf{A} = \mathbf{A}^1 \cdot (\mathbf{A}^0)^{-1}$, em que os valores de \mathbf{A}^1 são:

$$A_{i1}^1 = f_{i,1}^1 = Y_i^a N_{a,1} + \frac{h_0}{2} \left((V^1)_i^a N_a A^b N_{b,1} \xi_3^2 + (V^1)_i^a N_{a,1} (\xi_3 + A^b N_b \xi_3^2) \right), \quad (3.75a)$$

$$A_{i2}^1 = f_{i,2}^1 = Y_i^a N_{a,2} + \frac{h_0}{2} \left((V^1)_i^a N_a A^b N_{b,2} \xi_3^2 + (V^1)_i^a N_{a,2} (\xi_3 + A^b N_b \xi_3^2) \right) \text{ e} \quad (3.75b)$$

$$A_{i3}^1 = f_{i,3}^1 = \frac{h_0}{2} (V^1)_i^a N_a (1 + 2A^b N_b \xi_3) \quad (3.75c)$$

e os valores de \mathbf{A}^0 são:

$$A_{i1}^0 = f_{i,1}^0 = X_i^a N_{a,1} + \frac{h_0}{2} (V^0)_i^a N_{a,1} \xi_3, \quad (3.76a)$$

$$A_{i2}^0 = f_{i,2}^0 = X_i^a N_{a,2} + \frac{h_0}{2} (V^0)_i^a N_{a,2} \xi_3 \text{ e} \quad (3.76b)$$

$$A_{i3}^0 = f_{i,3}^0 = \frac{h_0}{2} (V^0)_i^a N_a. \quad (3.76c)$$

Assim, é possível calcular a derivada da energia total em termos das posições nodais como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Pi_0}{\partial Y_i^a} &= \frac{\partial \mathbb{U}}{\partial Y_i^a} + \int_{\Omega_0} \rho_0 N_a N_b d\Omega_0 \ddot{Y}_i^b + \int_{\Omega_0} \lambda_m \rho_0 N_a N_b d\Omega_0 \dot{Y}_i^b - F_i^a - \\ &\int_{\Gamma_0} N_a N_b d\Gamma_0 T_i^b - \int_{\Gamma_0} N_a N_b d\Gamma_0 Q_i^b = 0, \end{aligned} \quad (3.77)$$

sendo possível definir um vetor \mathbf{g} , denominado como vetor de desbalanceamento mecânico, como:

$$g_i^a(\mathbf{Y}) = (F^{\text{int}})_i^a + (F^{\text{inerc}})_i^a + (F^{\text{amort}})_i^a - (F^{\text{c}})_i^a - (F^{\text{nc}})_i^a = 0, \quad (3.78)$$

sendo \mathbf{Y} o vetor de posições nodais e:

$$(F^{\text{int}})_i^a = \int_{\Omega_0} \frac{\partial u_e}{\partial Y_i^a} d\Omega_0 = \int_{\Omega_0} S_{kl} \frac{\partial \mathbb{E}_{kl}}{\partial Y_i^a} d\Omega_0, \quad \text{Forças internas} \quad (3.79a)$$

$$(F^{\text{inerc}})_i^a = \int_{\Omega_0} \rho_0 N_a N_b d\Omega_0 \ddot{Y}_i^b, \quad \text{Forças inerciais} \quad (3.79b)$$

$$(F^{\text{amort}})_i^a = \int_{\Omega_0} \lambda_m \rho_0 N_a N_b d\Omega_0 \dot{Y}_i^b, \quad \text{Forças de amortecimento} \quad (3.79c)$$

$$(F^{\text{c}})_i^a = F_i^a + \int_{\Gamma_0} N_a N_b d\Gamma_0 T_i^a \text{ e} \quad \text{Forças conservativas} \quad (3.79d)$$

$$(F^{\text{nc}})_i^a = \int_{\Gamma_0} N_a N_b d\Gamma_0 Q_i^b. \quad \text{Forças não-conservativas} \quad (3.79e)$$

Portanto o problema ser resolvido é descrito como: determinar \mathbf{Y} tal que $\mathbf{g}(\mathbf{Y}) = 0$.

Como é possível verificar, o cálculo de \mathbf{g} é dependente não somente das posições nodais, mas também da velocidade e acelerações nodais. Sendo assim, se faz necessária a consideração de um integrador temporal, o qual será utilizado o integrador temporal de Newmark, devido à capacidade de respeitar a conservação de momento linear para $\gamma = 1/2$ e apresentando bons resultados para modelagem de elementos de casca, conforme apresentado por Sanches e Coda (2013).

A aproximação realizada pelo integrador de Newmark é dada por:

$$Y_i^{n+1} = Y_i^n + \dot{Y}_i^n \Delta t + \Delta t^2 \left(\left(\frac{1}{2} - \beta \right) \ddot{Y}_i^n + \beta \ddot{Y}_i^{n+1} \right) \quad \text{e} \quad (3.80a)$$

$$\dot{Y}_i^{n+1} = \dot{Y}_i^n + \Delta t(1 - \gamma)\ddot{Y}_i^n + \gamma\ddot{Y}_i^{n+1}\Delta t, \quad (3.80b)$$

sendo o superíndice n e $n + 1$ a indicação do passo de tempo analisado (t_n e t_{n+1}), Δt o intervalo de tempo discretizado e β e γ parâmetros livres, que devem ser escolhidos de forma a garantir a convergência do método, sendo arbitrados valores de $\beta = 1/4$ e $\gamma = 1/2$, garantindo a estabilidade incondicional do método (LINDFIELD; PENNY, 2019).

Já para procurar valores de \mathbf{Y} que anulem \mathbf{g} , utiliza-se o Método de Newton-Raphson, o qual exige o cálculo de uma matriz Hessiana (H_{ij}^{ab}):

$$H_{ij}^{ab} = \frac{\partial^2 \Pi_0}{\partial Y_j^b \partial Y_i^a} = \frac{\partial g_i^a}{\partial Y_j^b}. \quad (3.81)$$

Isolando-se as velocidades e acelerações incógnitas em termos de posições no tempo $n + 1$ e de parâmetros já conhecidos tem-se:

$$\ddot{Y}_i^{n+1} = \frac{Y_i^{n+1}}{\beta \Delta t^2} - Q_i^n \quad (3.82a)$$

$$\dot{Y}_i^{n+1} = \frac{\gamma}{\beta \Delta t} Y_i^{n+1} + R_i^n - \gamma \Delta t Q_i^n, \quad (3.82b)$$

em que:

$$Q_i^n = \frac{Y_i^n}{\beta \Delta t^2} + \frac{\dot{Y}_i^n}{\beta \Delta t} + \left(\frac{1}{2\beta} - 1 \right) \ddot{Y}_i^n \quad (3.83a)$$

$$R_i^n = \dot{Y}_i^n + \Delta t(1 - \gamma)\ddot{Y}_i^n. \quad (3.83b)$$

Substituindo-os em \mathbf{g} e realizando as devidas simplificações, obtém-se:

$$H_{ij}^{ab} = (H^{\text{est}})_{ij}^{ab} + \frac{M_{ij}^{ab}}{\beta \Delta t^2} + \frac{\gamma C_{ij}^{ab}}{\beta \Delta t}, \quad (3.84)$$

sendo $(H^{\text{est}})_{ij}^{ab}$ a matriz hessiana estática elementar, M_{ij}^{ab} a matriz de massa e C_{ij}^{ab} a matriz de amortecimento, dadas por:

$$(H^{\text{est}})_{ij}^{ab} = \frac{\partial^2 \mathbb{U}}{\partial Y_j^b \partial Y_i^a} = \int_{\Omega_0} \left(\frac{\partial S_{kl}}{\partial Y_j^b} \frac{\partial \mathbb{E}_{kl}}{\partial Y_i^a} + S_{kl} \frac{\partial^2 \mathbb{E}_{kl}}{\partial Y_i^a \partial Y_j^b} \right) d\Omega_0 \quad (3.85a)$$

$$M_{ij}^{ab} = \int_{\Omega_0} \rho_0 N_a N_b d\Omega_0 \delta_{ij} \mathbf{e} \quad (3.85b)$$

$$C_{ij}^{ab} = \int_{\Omega_0} \lambda_m \rho_0 N_a N_b d\Omega_0 \delta_{ij}. \quad (3.85c)$$

Fazendo as derivadas tem-se:

$$\frac{\partial A_{jk}}{\partial Y_i^a} = (A_{lk}^0)^{-1} N_{a,l} \delta_{ij}, \quad (3.86a)$$

$$\frac{\partial \mathbb{E}_{kl}}{\partial Y_i^a} = \frac{1}{2} \left(A_{mk} \frac{\partial A_{ml}}{\partial Y_i^a} + A_{ml} \frac{\partial A_{mk}}{\partial Y_i^a} \right), \quad (3.86b)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbb{E}_{kl}}{\partial Y_i^a \partial Y_j^b} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial A_{ml}}{\partial Y_i^a} \frac{\partial A_{mk}}{\partial Y_j^b} + \frac{\partial A_{mk}}{\partial Y_i^a} \frac{\partial A_{ml}}{\partial Y_j^b} \right) \mathbf{e} \quad (3.86c)$$

$$\frac{\partial S_{kl}}{\partial Y_j^b} = C_{klmn} \frac{\partial \mathbb{E}_{mn}}{\partial Y_j^b}. \quad (3.86d)$$

$$(3.86e)$$

Com isso, encontra-se um vetor de correções nas posições nodais ($\Delta \mathbf{Y}$) como a solução do sistema:

$$H_{ij} \Delta Y_j = -g_i, \quad (3.87)$$

tendo como critérios de parada a medida dos erros:

$$\frac{\|\mathbf{g}\|}{\|\mathbf{F}^{\text{ext}}\|} \leq \text{tol e} \quad (3.88a)$$

$$\frac{\|\Delta \mathbf{Y}\|}{\|\mathbf{X}\|} \leq \text{tol}, \quad (3.88b)$$

em que \mathbf{X} o vetor de posições nodais iniciais e tol uma tolerância admitida.

3.2.2.1 Procedimento Computacional

Para a implementação computacional realizou-se uma integração em Ω_0 e Γ_0 segundo a quadratura de hammer (HAMMER; MARLOWE; STROUD, 1956), sendo a malha gerada automaticamente via comunicação direta do algoritmo com o *Gmsh* e o procedimento paralelizado utilizando o protocolo MPI presente na biblioteca PETSc. Demais informações relevantes à implementação computacional são descritas detalhadamente no capítulo 5.

O algoritmo 1 apresentado na forma de pseudocódigo exemplifica o código implementado.

3.2.2.2 Exemplos de Validação

Apresentar exemplos

Algoritmo 1: Algoritmo utilizado para o cálculo das posições nodais.

Resultado: Vetor global de posições nodais

```

1  $Y \leftarrow X$ ;
2 para  $t_i \leftarrow 0$  até  $t_f$  faça
3   Calcular  $Q^n$  e  $R^n$  (Eq. 3.83);
4   para cada passo de carga faça
5     // Cálculo das forças externas
6     para cada elemento faça
7       para cada ponto de Hammer  $i_h$  faça
8         Calcular  $A_{2 \times 2}^0$  e  $J_0 = \det(A^0)$ ;
9         para cada Nó  $a$  do elemento na direção  $i$  faça
10          Calcular  $F^c$  e  $F^{nc}$  (Eq. 3.79d e 3.79e);
11          Somar a contribuição no vetor global:  $((F^c)_i^a + (F^{nc})_i^a) \cdot J_0 \cdot w_{i_h}$ ;
12        fim
13      fim
14    Somar a contribuição das forças concentradas no vetor global;
15    enquanto  $erro > tol$  faça
16      para cada elemento faça
17        para cada ponto de Hammer  $i_h$  faça
18          Calcular  $A_{3 \times 3}^0$  (Eq. 3.76),  $J_0 = \det(A^0)$ ,  $(A^0)^{-1}_{3 \times 3}$  e  $A^1_{3 \times 3}$  (Eq.
19            3.75);
20          Calcular  $A_{3 \times 3} = A^1 \cdot (A^0)^{-1}$ ;
21          Calcular  $C_{3 \times 3} = A^T \cdot A$  (Não precisa armazenar);
22          Calcular  $E_{3 \times 3}$  (Eq. 3.57);
23          Calcular  $S_{3 \times 3}$  (Eq. 3.70);
24          para cada Nó  $a$  do elemento na direção  $i$  faça
25            Calcular  $g_i^a$  (Eq. 3.78 e 3.79a a 3.79c) com  $\partial A_{jk} / \partial Y_i^a$  dado
26              por 3.86a;
27            Somar a contribuição no vetor global:  $g_i^a \cdot J_0 \cdot w_{i_h}$ ;
28            para cada Nó  $b$  do elemento na direção  $j$  faça
29              Calcular  $H_{ij}^{ab}$  (Eq. 3.84, 3.85 e 3.86);
30              Somar a contribuição na matriz global:  $H_{ij}^{ab} \cdot J_0 \cdot w_{i_h}$ ;
31            fim
32          fim
33        fim
34      Resolver o sistema global:  $H \cdot \Delta Y = -g$ ;
35      Atualizar as posições nodais:  $Y \leftarrow Y + \Delta Y$ ;
36      Atualizar velocidades e acelerações nodais (Eq. 3.82);
37      Cálculo do erro via 3.88;
38    fim
39  fim
40 fim

```

3.3 Acoplamento Fluido-Estrutura

No intuito de realizar o acoplamento entre o fluido e a estrutura, denota-se Ω_F o domínio do fluido, Ω_E o domínio da estrutura, $\Omega_{IFE} = \Omega_S \cup \Omega_E$ o domínio do problema e $\Gamma_{IFE} = \Omega_S \cap \Omega_E$ a interface de IFE.

Nesse sentido Richter (2017) apontam três condições auxiliares para que haja a correta interação: a Condição Cinemática, que diz respeito à movimentação dos domínios analisados, devendo ser compatíveis em Γ_{IFE} , ou seja, a componente normal ao movimento deve ser igual em ambos os meios, assim como a componente tangencial, em caso de aderência; a Condição Dinâmica, que aponta a continuidade das forças internas, observadas no tensor de tensões de Cauchy; e a Condição Geométrica, que exige a necessidade de ambos os domínios coincidirem em Γ_{IFE} , não havendo sobreposições nem formação de vazios.

A determinação do comportamento dos diferentes meios que compõem o problema de IFE pode ser obtido de diferentes formas, sendo observados o acoplamento monolítico e o acoplamento particionado, sendo o último ainda subdividido em particionado fraco e forte.

Nos casos estudados para CFD e CSD, é comumente empregado o Método de Newton-Raphson para o cálculo dos parâmetros de interesse, o que leva à definição de uma matriz tangentes (\mathbf{H}), a qual pode ser obtida por (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013; SANCHES, 2022):

$$H_{ij}^k = \frac{\partial^2 \mathcal{G}}{\partial \beta_i^k \partial \alpha_j^k}, \quad (3.89)$$

sendo \mathcal{G} a soma de todas as equações diferenciais do problema em sua forma fraca, β_i^k o vetor com todos os parâmetros nodais das funções testes e α_j^k o vetor com todos os parâmetros nodais do problema. Assim, obtém-se a correção dos parâmetros nodais ($\Delta \alpha^k$) por meio da solução do sistema:

$$\mathbf{H}^k \cdot \Delta \alpha^k = -\mathbf{h}^k, \quad (3.90)$$

em que $\mathbf{h} = \partial \mathcal{G} / \partial \beta_i^k$ é o vetor resíduo.

Expandindo a matriz em submatrizes a fim de visualizar a contribuição de cda parcela no sistema global tem-se:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}_{11}^k & \mathbf{H}_{12}^k & \mathbf{H}_{13}^k \\ \mathbf{H}_{21}^k & \mathbf{H}_{22}^k & \mathbf{H}_{23}^k \\ \mathbf{H}_{31}^k & \mathbf{H}_{32}^k & \mathbf{H}_{33}^k \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \alpha_1^k \\ \Delta \alpha_2^k \\ \Delta \alpha_3^k \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \mathbf{h}_1^k \\ \mathbf{h}_2^k \\ \mathbf{h}_3^k \end{bmatrix}, \quad (3.91)$$

sendo os subíndices 1, 2 e 3 referentes às formulações do fluido, da estrutura e da malha, respectivamente.

Já o acoplamento particionado trata o sistema de forma a eliminar os termos cruzados da matriz tangente, resultando em blocos de sistema que podem ser resolvidos independentemente:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}_{11}^k & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{H}_{22}^k & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{H}_{33}^k \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Delta \alpha_1^k \\ \Delta \alpha_2^k \\ \Delta \alpha_3^k \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \mathbf{h}_1^k \\ \mathbf{h}_2^k \\ \mathbf{h}_3^k \end{bmatrix}. \quad (3.92)$$

Para aprimorar os resultados, pode-se atualizar os valores calculados em um bloco para o cálculo do próximo, sendo obtido pelo procedimento apresentado no pseudocódigo 2:

Algoritmo 2: Cálculo dos parâmetros nodais

- 1 Resolver o sistema: $\mathbf{H}_{11}^k(\alpha_1^k, \alpha_2^k, \alpha_3^k) \cdot \Delta \alpha_1^k = -\mathbf{h}_1^k(\alpha_1^k, \alpha_2^k, \alpha_3^k)$;
 - 2 Atualizar parâmetros: $\alpha_1^{k+1} \leftarrow \alpha_1^k + \Delta \alpha_1^k$;
 - 3 Resolver o sistema: $\mathbf{H}_{22}^k(\alpha_1^{k+1}, \alpha_2^k, \alpha_3^k) \cdot \Delta \alpha_2^k = -\mathbf{h}_2^k(\alpha_1^{k+1}, \alpha_2^k, \alpha_3^k)$;
 - 4 Atualizar parâmetros: $\alpha_2^{k+1} \leftarrow \alpha_2^k + \Delta \alpha_2^k$;
 - 5 Resolver o sistema: $\mathbf{H}_{33}^k(\alpha_1^{k+1}, \alpha_2^{k+1}, \alpha_3^k) \cdot \Delta \alpha_3^k = -\mathbf{h}_3^k(\alpha_1^{k+1}, \alpha_2^{k+1}, \alpha_3^k)$;
 - 6 Atualizar parâmetros: $\alpha_3^{k+1} \leftarrow \alpha_3^k + \Delta \alpha_3^k$;
-

Nesse ponto o acoplamento fraco e forte se diferenciam no sentido de que o acoplamento fraco despreza as etapas de correções das variáveis, ou seja, o valor dessas variáveis em um passo de tempo é unicamente dependente dos valores do passo anterior, caracterizando, assim, como um método explícito.

Sanches (2022) sugere um procedimento refinado para o cálculo dos parâmetros, em que o problema do fluido depende das variáveis do sólido e da malha em um instante t e das variáveis do fluido em um instante $t + 1$, já o problema do sólido depende do valor das variáveis do fluido e do sólido em um tempo $t + 1$ e, por fim, o problema da malha depende das variáveis do sólido e da malha em um instante $t + 1$. Assim, o cálculo é realizado segundo o Algoritmo 3, no qual k_f , k_s e k_m são as iterações das soluções dos problemas de fluido, estrutura e malha, respectivamente. Ainda é observado que a movimentação da malha segue um problema linear, sendo seu resultado obtido diretamente em um iteração.

Algoritmo 3: Cálculo dos parâmetros nodais em um acoplamento particionado fraco

- 1 Resolver o sistema:
 $\mathbf{H}_{11}((\alpha_1^{k_f})^{t+1}, (\alpha_2)^t, (\alpha_3)^t) \cdot \Delta(\alpha_1^{k_f})^{t+1} = -\mathbf{h}_1((\alpha_1^{k_f})^{t+1}, (\alpha_2)^t, (\alpha_3)^t)$;
 - 2 Atualizar parâmetros: $(\alpha_1^{k_f+1})^{t+1} \leftarrow (\alpha_1^{k_f})^{t+1} + (\Delta \alpha_1^{k_f})^{t+1}$;
 - 3 Resolver o sistema: $\mathbf{H}_{22}((\alpha_1)^{t+1}, (\alpha_2^{k_s})^{t+1}) \cdot \Delta(\alpha_2^{k_s})^{t+1} = -\mathbf{h}_2((\alpha_1)^{t+1}, (\alpha_2^{k_s})^{t+1})$;
 - 4 Atualizar parâmetros: $(\alpha_2^{k_s+1})^{t+1} \leftarrow (\alpha_2^{k_s})^{t+1} + (\Delta \alpha_2^{k_s})^{t+1}$;
 - 5 Resolver o sistema: $\mathbf{H}_3((\alpha_3^{k_m})^{t+1}, (\alpha_2)^t) \cdot \Delta(\alpha_3^{k_m})^{t+1} = -\mathbf{h}_3((\alpha_3^{k_m})^{t+1}, (\alpha_2)^t)$;
 - 6 Atualizar parâmetros: $(\alpha_3^{k_m+1})^{t+1} \leftarrow (\alpha_3^{k_m})^{t+1} + (\Delta \alpha_3^{k_m})^{t+1}$;
-

Por dispensar etapas de correção, esse método possui um custo computacional menor em relação ao particionado forte, no entanto exige a adoção de passos de tempo pequenos, uma vez que os erros inerentes à variação temporal se tornam mais proeminentes em casos com passos de tempo elevados.

Por sua vez, o acoplamento particionado forte realiza etapas de correção dentro do processo iterativo, de forma a corrigir eventuais erros provenientes da solução de cada subproblema.

3.4 Modelos de Turbulência

A presente seção apresentará a fundamentação teórica dos modelos de turbulência baseado em grandes vórtices (LES) no item 3.4.2, métodos variacionais multiescala (VMS) no item 3.4.1 e *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) no item 3.4.3.

3.4.1 Variational Multi-Scale

O Método Variacional Multiescala foi introduzido por Hughes (1995), Hughes et al. (1998), Hughes, Mazzei e Jansen (2000), o qual faz a separação dos espaços de tentativas e de testes em subespaços que representem as escalas grosseiras, que se tratam de subespaços de dimensões finitas e denotadas por uma barra, e as escalas finas, que são subespaços de infinitas dimensões e denotadas por ', ou seja:

$$\mathcal{S}_u = \overline{\mathcal{S}}_u \oplus \mathcal{S}'_u, \quad (3.93a)$$

$$\mathcal{S}_p = \overline{\mathcal{S}}_p \oplus \mathcal{S}'_p, \quad (3.93b)$$

$$\mathcal{V}_u = \overline{\mathcal{V}}_u \oplus \mathcal{V}'_u \text{ e} \quad (3.93c)$$

$$\mathcal{V}_p = \overline{\mathcal{V}}_p \oplus \mathcal{V}'_p. \quad (3.93d)$$

Inicialmente será abordado uma técnica baseada em uma descrição Euleriana com domínio fixo, para maior familiarização com o método, e na sequência será apresentada uma formulação em descrição ALE utilizando domínio móvel.

O sistema a ser resolvido parte do apresentado em 3.13, que em sua forma fraca se encontra em 3.39. Primeiramente realiza-se a separação dos membros em:

$$u_i = \overline{u}_i + u'_i, \quad (3.94a)$$

$$p = \overline{p} + p', \quad (3.94b)$$

$$w_i = \overline{w}_i + w'_i \text{ e} \quad (3.94c)$$

$$q = \overline{q} + q', \quad (3.94d)$$

em que se adota $w_i = \overline{w}_i$ e $q = \overline{q}$ e as escalas finas u'_i e p' podem ser modeladas como:

$$\mathbf{u}' = -\frac{\tau_{\text{SUPS}}}{\rho} \mathbf{r}_M(\overline{\mathbf{u}}, \overline{p}) \text{ e} \quad (3.95a)$$

$$p' = -\rho \nu_{\text{LSIC}} r_C(\overline{\mathbf{u}}), \quad (3.95b)$$

nas quais τ_{SUPS} e ν_{LSIC} são termos estabilizadores, dados por (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013):

$$\tau_{\text{SUPS}} = \left(\frac{4}{\Delta t^2} + \overline{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{G} \overline{\mathbf{u}} + C_I \nu^2 \mathbf{G} : \mathbf{G} \right)^{-1/2} \text{ e} \quad (3.96a)$$

$$\nu_{\text{LSIC}} = (\text{tr } \mathbf{G} \tau_{\text{SUPS}})^{-1}, \quad (3.96b)$$

onde C_I é uma constante e:

$$\mathbf{G} = \frac{\partial \boldsymbol{\xi}^T}{\partial \mathbf{y}} \frac{\partial \boldsymbol{\xi}}{\partial \mathbf{y}}. \quad (3.97)$$

Já os termos $(r_M)_i$ e r_C são os resíduos associados à equação de conservação da quantidade de movimento e da continuidade, respectivamente:

$$(r_M)_i = \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + \bar{u}_j \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i \right) - \sigma_{ji,j} \mathbf{e} \quad (3.98a)$$

$$r_C = \bar{u}_{i,i}. \quad (3.98b)$$

Outra forma de se modelar os parâmetros estabilizadores pode ser dado por (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013):

$$\tau_{\text{SUPS}} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{SUGN1}}^2} + \frac{1}{\tau_{\text{SUGN2}}^2} + \frac{1}{\tau_{\text{SUGN3}}^2} \right)^{-1/2} \mathbf{e} \quad (3.99a)$$

$$\nu_{\text{LSIC}} = \tau_{\text{SUPS}} \|\bar{\mathbf{u}}\|^2, \quad (3.99b)$$

tal que:

$$\tau_{\text{SUGN1}} = \left(\sum_{a=1}^{n_{en}} |\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla_y N_a| \right)^{-1}, \quad (3.100a)$$

$$\tau_{\text{SUGN2}} = \frac{\Delta t}{2}, \quad (3.100b)$$

$$\tau_{\text{SUGN3}} = \frac{h_{\text{RGN}}^2}{4\nu}, \quad (3.100c)$$

$$h_{\text{RGN}} = 2 \left(\sum_{a=1}^{n_{en}} |\mathbf{r} \cdot \nabla_y N_a| \right)^{-1} \mathbf{e} \quad (3.100d)$$

$$\mathbf{r} = \frac{\nabla_y \|\bar{\mathbf{u}}\|}{\|\nabla_y \|\bar{\mathbf{u}}\|\|}. \quad (3.100e)$$

Assim, obtém-se o problema do Método Variacional Multiescala Baseado em Resíduos (*Residual-Based Variational Multi-Scale* - RBVMS) que busca determinar $\bar{\mathbf{u}} \in \bar{\mathcal{S}}_u$ e $\bar{p} \in \bar{\mathcal{S}}_p$, tais que para todo $\bar{\mathbf{w}} \in \bar{\mathcal{V}}_u$ e $\bar{q} \in \bar{\mathcal{V}}_p$ (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013):

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \bar{w}_i \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + \bar{u}_j \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i \right) d\Omega + \int_{\Omega} \bar{w}_{i,j} \bar{\sigma}_{ij} d\Omega - \int_{\Gamma_N} \bar{w}_i \bar{h}_i d\Gamma_N + \int_{\Omega} \bar{q} \bar{u}_{i,i} d\Omega - \\ & \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho \left(\bar{u}_j \bar{w}_{i,j} + \frac{\bar{q}_{,i}}{\rho} \right) u'_i d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \bar{w}_{i,i} p' d\Omega^e + \\ & \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho \bar{w}_i u'_j \bar{u}_{i,j} d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho \bar{w}_{i,j} u'_i u'_j d\Omega^e = 0. \end{aligned} \quad (3.101)$$

Para a discretização do problema pode-se realizar a separação da dependência espacial e temporal para os espaços tentativas e testes como:

$$\bar{u}_i(\mathbf{y}, t) = \sum_{\eta^s} U_i^a(t) N_a(\mathbf{y}), \quad (3.102a)$$

$$\bar{p}(\mathbf{y}, t) = \sum_{\eta^s} P^a(t) N_a(\mathbf{y}), \quad (3.102b)$$

$$\bar{w}_i(\mathbf{y}) = \sum_{\eta^w} W_i^a N_a(\mathbf{y}) \mathbf{e} \quad (3.102c)$$

$$\bar{q}(\mathbf{y}) = \sum_{\eta^w} Q^a N_a(\mathbf{y}). \quad (3.102d)$$

Substituindo 3.102c e 3.102d em 3.101, tais que W^a e Q^a são valores arbitrários, obtém-se dois vetores ($N_M = [(N_M)_i^a]$ e $N_C = [(N_C)^a]$) que representam resíduos a serem minimizados:

$$(N_M)_i^a = \int_{\Omega} N_a \rho (\dot{\bar{u}}_i + \bar{u}_j \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i) d\Omega + \int_{\Omega} N_{a,j} \bar{\sigma}_{ij} d\Omega - \int_{\Gamma_N} N_a \bar{h}_i d\Gamma_N - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho N_{a,j} \bar{u}_j u'_i d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} N_{a,i} p' d\Omega^e + \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho N_a \bar{u}_{i,j} u'_j d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho N_{a,j} u'_i u'_j d\Omega^e, \quad (3.103a)$$

$$(N_C)^a = \int_{\Omega} N_a \bar{u}_{i,i} d\Omega - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} N_{a,i} u'_i d\Omega^e \quad (3.103b)$$

Sendo os vetores $\mathbf{U} = [u_B]$, $\dot{\mathbf{U}} = [\dot{u}_B]$ e $\mathbf{P} = [p_B]$, que representam, respectivamente, os graus de liberdade em velocidades, primeira derivada temporal das velocidades e pressões nodais, então o problema a ser resolvido será dado por: encontrar \mathbf{U} , $\dot{\mathbf{U}}$ e \mathbf{P} , tais que:

$$N_M(\mathbf{U}, \dot{\mathbf{U}}, \mathbf{P}) = \mathbf{0} \quad (3.104a)$$

$$N_C(\mathbf{U}, \dot{\mathbf{U}}, \mathbf{P}) = 0. \quad (3.104b)$$

Uma formulação alternativa à apresentada é apresentada por Bazilevs, Takizawa e Tezduyar (2013), denominada como SUPG/PSPG, onde se omite os dois últimos termos da equação 3.101 e se utiliza de valores diferentes de τ para as equações de conservação da quantidade de movimento e da continuidade, resultando em:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \bar{w}_i \rho (\dot{\bar{u}}_i + \bar{u}_j \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i) d\Omega + \int_{\Omega} \bar{w}_{i,j} \bar{\sigma}_{ij} d\Omega - \int_{\Gamma_N} \bar{w}_i \bar{h}_i d\Gamma_N + \int_{\Omega} \bar{q} \bar{u}_{i,i} d\Omega - \\ & \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{SUPG} \bar{w}_{i,j} \bar{u}_j (r_M)_i d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \tau_{PSPG} \frac{q_{,i}}{\rho} (r_M)_i d\Omega^e - \\ & \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho \nu_{LSIC} \bar{w}_{i,i} r_C d\Omega^e = 0, \end{aligned} \quad (3.105)$$

na qual, segundo os autores, adota-se $\tau_{PSPG} = \tau_{SUPG} = \tau_{SUPS}$ para uma boa variedade de problemas.

Por sua vez, a formulação baseada em uma descrição ALE parte das equações apresentadas em 3.24, cujo problema semi-discreto pode ser dado por:

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} w_i \rho (\dot{u}_i + (u_j - \hat{u}_j) u_{i,j} - f_j) d\Omega + \int_{\Omega} w_{i,j} \sigma_{ij} d\Omega - \\ & \int_{\Gamma_N} w_i h_i d\Gamma_N + \int_{\Omega} q u_{i,i} d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (3.106)$$

Portanto o problema semi-discreto em formulação RBVMS de escoamentos incompressíveis segundo uma descrição ALE será: encontrar $\bar{\mathbf{u}} \in \bar{\mathcal{S}}_u$ e $\bar{p} \in \bar{\mathcal{S}}_p$, tais que para todo $\bar{\mathbf{w}} \in \bar{\mathcal{V}}_u$ e $\bar{q} \in \bar{\mathcal{V}}_p$ (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013):

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega} \bar{w}_i \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + (\bar{u}_j - \hat{u}_j) \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i \right) d\Omega + \int_{\Omega} \bar{w}_{i,j} \bar{\sigma}_{ij} d\Omega - \int_{\Gamma_N} \bar{w}_i \bar{h}_i d\Gamma_N + \int_{\Omega} \bar{q} \bar{u}_{i,i} d\Omega - \\
& \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \left(\rho (\bar{u}_j - \hat{u}_j) \bar{w}_{i,j} + \bar{q}_{,i} \right) u'_i d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \bar{w}_{i,i} p' d\Omega^e + \\
& \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho \bar{w}_i \bar{u}_{i,j} u'_j d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho \bar{w}_{i,j} u'_i u'_j d\Omega^e = 0,
\end{aligned} \tag{3.107}$$

em que os termos estabilizadores τ_{SUPS} e ν_{LSIC} são alterados das equações 3.96, onde se considera, ao invés da velocidade do fluido \bar{u}_i , a velocidade relativa à malha $(\bar{u}_i - \hat{u}_i)$, ou seja, $\bar{u}_i \leftarrow \bar{u}_i - \hat{u}_i$.

Para o problema discretizado utiliza-se as seguintes expressões de aproximação dos espaços tentativas e testes:

$$\bar{u}_i(\mathbf{y}, t) = \sum_{\eta^s} U_i^a(t) N_a(\mathbf{y}, t), \tag{3.108a}$$

$$\bar{p}(\mathbf{y}, t) = \sum_{\eta^s} P^a(t) N_a(\mathbf{y}, t), \tag{3.108b}$$

$$\bar{w}_i(\mathbf{y}) = \sum_{\eta^w} W_i^a N_a(\mathbf{y}, t) \text{ e} \tag{3.108c}$$

$$\bar{q}(\mathbf{y}) = \sum_{\eta^w} Q^a N_a(\mathbf{y}, t), \tag{3.108d}$$

onde as funções de forma $N_a(\mathbf{y}, t)$ são definidas como:

$$N_a(\mathbf{y}, t) = \hat{N}_a(\hat{\mathbf{f}}^{-1}(\mathbf{y}, t)), \tag{3.109}$$

em que $\hat{\mathbf{f}}(\mathbf{y}, t)$ é a função de mudança de configuração de $\hat{\Omega} \rightarrow \Omega$, conforme apresentado no item 3.1.2, dada em sua forma discreta por:

$$\hat{\mathbf{f}}(\hat{\mathbf{x}}, t) = \sum_{a \in \eta^s} (\hat{\mathbf{x}}_a + \Delta \hat{\mathbf{x}}_a(t)) \hat{N}_a(\hat{\mathbf{x}}), \tag{3.110}$$

sendo $\hat{\mathbf{x}}_a$ as posições nodais em $\hat{\Omega}$, $\Delta \hat{\mathbf{x}}(t)$ o deslocamento nodal e \hat{N}_a é a função de forma fixa da discretização de $\hat{\Omega}$. Nota-se, portanto, que as funções $N_a(\mathbf{y}, t)$ possuem dependência temporal devido à movimentação da malha.

Com isso, define-se os vetores de resíduos da conservação de quantidade de movimento e da continuidade como:

$$\mathbf{N}_M = [(N_M)_i^a], \tag{3.111a}$$

$$\mathbf{N}_C = [(N_C)^a], \tag{3.111b}$$

$$\begin{aligned}
(N_M)_i^a &= \int_{\Omega} N_a \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + (\bar{u}_j - \hat{u}_j) \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i \right) d\Omega + \int_{\Omega} N_{a,j} \bar{\sigma}_{ij} d\Omega - \int_{\Gamma_N} N_a \bar{h}_i d\Gamma_N - \\
& \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho N_{a,j} (\bar{u}_j - \hat{u}_j) u'_i d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} N_{a,i} p' d\Omega^e + \\
& \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho N_a \bar{u}_{i,j} u'_j d\Omega^e - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} \rho N_{a,j} u'_i u'_j d\Omega^e,
\end{aligned} \tag{3.111c}$$

$$(N_C)^a = \int_{\Omega} N_a \bar{u}_{i,i} d\Omega - \sum_{e=1}^{n_{el}} \int_{\Omega^e} N_{a,i} u'_i d\Omega^e \quad (3.111d)$$

Assim, pretende-se determinar os vetores \mathbf{U} , $\dot{\mathbf{U}}$ e \mathbf{P} , tais que:

$$\mathbf{N}_M(\mathbf{U}, \dot{\mathbf{U}}, \mathbf{P}) = \mathbf{0} \text{ e} \quad (3.112a)$$

$$\mathbf{N}_C(\mathbf{U}, \dot{\mathbf{U}}, \mathbf{P}) = \mathbf{0}. \quad (3.112b)$$

3.4.1.1 Integração temporal

Como pôde-se verificar, em ambas as descrições, Euleriana e ALE, chega-se a um problema discreto no espaço, porém contínuo no tempo (Equações 3.103 e 3.111). Dessa forma torna-se necessária a devida discretização temporal dos parâmetros, que pode ocorrer de diferentes formas, como apontado por Reddy e Gartling (2010), tem-se, por exemplo, o surgimento de integradores explícitos, como o integrador baseado em diferenças adiantadas, implícitos, como em diferenças finitas atrasadas, e o denominado semi-implícito (ou da regra de trapézios). Segundo o autor os integradores implícitos possuem vantagens sobre os explícitos, uma vez que: se observa a implicidade natural da pressão em escoamentos incompressíveis; deve-se ter um cuidado extra para garantir a estabilidade do integrador; apresentar problemas para a diagonalização de matrizes de massa; e perda de precisão na diagonalização.

O integrador temporal utilizado no presente trabalho é o denominado integrador α -generalizado, desenvolvido por Chung e Hulbert (1993), que possui a capacidade de representar adequadamente problema de escoamentos incompressíveis, além de permitir a introdução de difusão numérica ao processo (FERNANDES, 2020).

Esse integrador parte da consideração de valores intermediários de aceleração e velocidade em um intervalo de tempo $[t_n, t_{n+1}]$ no n -ésimo passo de tempo, representados respectivamente por $\dot{\mathbf{U}}^{n+\alpha_m}$ e $\mathbf{U}^{n+\alpha_f}$:

$$\dot{\mathbf{U}}^{n+\alpha_m} = \dot{\mathbf{U}}^n + \alpha_m(\dot{\mathbf{U}}^{n+1} - \dot{\mathbf{U}}^n) \text{ e} \quad (3.113a)$$

$$\mathbf{U}^{n+\alpha_f} = \mathbf{U}^n + \alpha_f(\mathbf{U}^{n+1} - \mathbf{U}^n). \quad (3.113b)$$

Já para se relacionar a velocidade à aceleração, pode-se proceder com a aproximação de Newmark (BAZILEVS; TAKIZAWA; TEZDUYAR, 2013):

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^n + \Delta t_n \left((1 - \gamma) \dot{\mathbf{U}}^n + \gamma \dot{\mathbf{U}}^{n+1} \right), \quad (3.114)$$

sendo α_m , α_f e γ valores escolhidos arbitrariamente observando as necessidades de estabilidade e precisão do método.

De acordo com Chung e Hulbert (1993), Jansen, Whiting e Hulbert (2000), Bazilevs, Takizawa e Tezduyar (2013), a precisão de segunda ordem dessa aproximação pode ser atingida uma vez que:

$$\gamma = \frac{1}{2} + \alpha_m - \alpha_f, \quad (3.115)$$

enquanto a estabilidade incondicional pode ser obtida caso:

$$\alpha_m \geq \alpha_f \geq \frac{1}{2}. \quad (3.116)$$

Ainda é possível escrever, a partir da Equação 3.117, α_m e α_f em termos de um parâmetro arbitrário único ($0 \leq \rho_\infty \leq 1$), que representa o raio espectral de amplificação da matriz para $\Delta t \rightarrow \infty$, o qual é utilizado para controlar as dissipações de alta-frequência.

$$\alpha_m = \frac{1}{2} \left(\frac{3 - \rho_\infty}{1 + \rho_\infty} \right) \text{ e} \quad (3.117a)$$

$$\alpha_f = \frac{1}{1 + \rho_\infty}. \quad (3.117b)$$

Para o caso de $\rho_\infty = 1$ não ocorre a introdução de difusão numérica, enquanto para $\rho_\infty = 0$ se tem a máxima dissipação de altas frequências (FERNANDES, 2020).

Sendo assim, os resíduos obtidos anteriormente podem ser escritos em termos dos valores intermediários como:

$$N_M(\dot{U}^{n+\alpha_m}, U^{n+\alpha_f}, P^{n+1}) = 0 \quad (3.118a)$$

$$N_C(\dot{U}^{n+\alpha_m}, U^{n+\alpha_f}, P^{n+1}) = 0 \quad (3.118b)$$

3.4.1.2 Procedimento iterativo

O procedimento para minimizar os vetores resíduo obtido parte do método de Newton-Raphson, no qual os parâmetros a serem corrigidos são os vetores de acelerações nodais (\dot{U}) e de pressões nodais (P). Dessa forma, o problema a ser resolvido para a correção desses parâmetros é:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial(N_M)_i^a}{\partial(\dot{U}_j^b)^{n+1}} & \frac{\partial(N_M)_i^a}{\partial(P^b)^{n+1}} \\ \frac{\partial(N_C)_i^a}{\partial(\dot{U}_j^b)^{n+1}} & \frac{\partial(N_C)_i^a}{\partial(P^b)^{n+1}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta(\dot{U}_j^b)^{n+1} \\ \Delta(P^b)^{n+1} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} (N_M)_i^a \\ (N_C)_i^a \end{bmatrix}, \quad (3.119)$$

em que, para uma descrição ALE:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(N_M)_i^a}{\partial(\dot{U}_j^b)^{n+1}} = & \alpha_m \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho N_a N_b d\Omega \delta_{ij} + \alpha_m \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho \tau_{\text{SUPS}} N_{a,k} N_b (\bar{u}_k - \hat{u}_k) d\Omega \delta_{ij} + \\
& \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho N_a N_{b,k} (\bar{u}_k - \hat{u}_k) d\Omega \delta_{ij} + \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \mu N_{a,k} N_{b,k} d\Omega \delta_{ij} + \\
& \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \mu N_{a,j} N_{b,i} d\Omega + \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho \nu_{\text{LSIC}} N_{a,i} N_{b,j} d\Omega + \\
& \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho \tau_{\text{SUPS}} N_{a,k} N_{b,m} (\bar{u}_k - \hat{u}_k) (\bar{u}_m - \hat{u}_m) d\Omega \delta_{ij} + \\
& \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho N_a N_b \bar{u}_{i,j} d\Omega + \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho \tau_{\text{SUPS}} N_{a,k} N_b (\bar{u}_k - \hat{u}_k) \bar{u}_{i,j} d\Omega - \\
& \alpha_m \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho \tau_{\text{SUPS}} N_a N_b \bar{u}_{i,j} d\Omega - \\
& \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho \tau_{\text{SUPS}} N_a N_{b,m} (\bar{u}_m - \hat{u}_m) \bar{u}_{i,j} d\Omega - \\
& \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \rho \tau_{\text{SUPS}} N_a N_b \bar{u}_{i,k} \bar{u}_{k,j} d\Omega,
\end{aligned} \tag{3.120a}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(N_M)_i^a}{\partial(P^b)^{n+1}} = & - \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} N_{a,i} N_b d\Omega + \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \tau_{\text{SUPS}} N_{a,j} N_{b,i} (\bar{u}_j - \hat{u}_j) d\Omega - \\
& \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \tau_{\text{SUPS}} N_a N_{b,j} \bar{u}_{i,j} d\Omega,
\end{aligned} \tag{3.120b}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(N_C)^a}{\partial(\dot{U}_j^b)^{n+1}} = & \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} N_a N_{b,j} d\Omega + \alpha_m \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \tau_{\text{SUPS}} N_{a,j} N_b d\Omega + \\
& \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \tau_{\text{SUPS}} N_{a,j} N_{b,m} (\bar{u}_m - \hat{u}_m) d\Omega + \\
& \beta_f \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \tau_{\text{SUPS}} N_{a,i} N_b \bar{u}_{i,j} d\Omega \mathbf{e}
\end{aligned} \tag{3.120c}$$

$$\frac{\partial(N_C)^a}{\partial(P^b)^{n+1}} = \int_{\Omega^{n+\alpha_f}} \frac{\tau_{\text{SUPS}}}{\rho} N_{a,i} N_{b,i} d\Omega, \tag{3.120d}$$

em que $\beta_f = \alpha_f \gamma \Delta t \mathbf{e}$:

$$\Omega^{n+\alpha_f} = \left\{ \bar{\mathbf{x}} | \bar{\mathbf{x}}(\hat{\mathbf{x}}, t^{n+\alpha_f}) = \alpha_f \bar{\mathbf{x}}(\hat{\mathbf{x}}, t^{n+1}) + (1 - \alpha_f) \bar{\mathbf{x}}(\hat{\mathbf{x}}, t^n) \right\}. \tag{3.121}$$

Para uma descrição Euleriana, considera-se a velocidade da malha como nula na formulação apresentada.

Sendo assim, o pseudocódigo apresentado no algoritmo 4 mostra o procedimento para obtenção da solução aproximada.

Algoritmo 4: Algoritmo para a solução de escoamento incompressíveis via modelo VMS.

Resultado: Vetor de velocidades, acelerações e pressões nodais

1 Atualização das velocidades para os valores iniciais;

2 **para** $t_i \leftarrow 0$ **até** t_f **faça**

3 Previsão dos parâmetros:

Vetor de acelerações nodais: $\dot{U}_{n+1}^0 \leftarrow \frac{\gamma-1}{\gamma} \dot{U}_n$

Vetor de velocidades nodais: $U_{n+1}^0 \leftarrow U_n$

Vetor de pressões nodais: $P_{n+1}^0 \leftarrow P_n$

4 **enquanto** erro > tol **faça**

5 **para cada** elemento **faça**

6 **para cada** ponto de Hammer **faça**

7 Interpolação dos parâmetros:

Vetor de posições nodais: $Y_{n+\alpha_f}^k \leftarrow \alpha_f Y_{n+1}^{k-1} + (1 - \alpha_f) Y_n$

Vetor de acelerações nodais: $\dot{U}_{n+\alpha_m}^k \leftarrow \alpha_m \dot{U}_{n+1}^{k-1} + (1 - \alpha_m) \dot{U}_n$

Vetor de velocidades nodais: $U_{n+\alpha_f}^k \leftarrow \alpha_f U_{n+1}^{k-1} + (1 - \alpha_f) U_n$

Vetor de pressões nodais: $P_{n+1}^1 \leftarrow P_n^{k-1}$

8 Cálculo dos termos estabilizadores τ_{SUPS} e ν_{LSIC} ;

9 Cálculo das componentes da matriz tangente e dos vetores de resíduos;

10 **fim**

11 **fim**

12 Montagem do sistema global;

13 Aplicação das condições de contorno;

14 Determinação das correções pela solução do sistema:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N_M^k}{\partial \dot{U}_{n+1}^k} & \frac{\partial N_M^k}{\partial P_{n+1}^k} \\ \frac{\partial N_C^k}{\partial \dot{U}_{n+1}^k} & \frac{\partial N_C^k}{\partial P_{n+1}^k} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \dot{U}_{n+1}^k \\ \Delta P_{n+1}^k \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} N_M^k \\ N_C^k \end{bmatrix}$$

15 Correção dos parâmetros:

Vetor de acelerações nodais: $\dot{U}_{n+1}^{k+1} \leftarrow \dot{U}_{n+1}^k + \Delta \dot{U}_{n+1}^k$

Vetor de velocidades nodais: $U_{n+1}^{k+1} \leftarrow U_{n+1}^k + \gamma \Delta t \Delta U_{n+1}^k$

Vetor de pressões nodais: $P_{n+1}^{k+1} \leftarrow P_{n+1}^k + \Delta P_{n+1}^k$

16 Cálculo do erro: erro = $\|N_M^k\|_{L^2}$

17 **fim**

18 **fim**

3.4.2 Large Eddy Simulation

A simulação de grandes vórtices se baseia na observação de que vórtices formados em pequenas escalas possuem comportamento isotrópico, o que permite uma modelagem dessas escalas, enquanto as grandes escalas podem ser computadas diretamente. Assim, realiza-se uma separação de escalas por meio de um filtro, que irá reescrever as equações de Navier-Stokes em termos de parcelas filtradas (ou de grandes escalas), denotadas para uma propriedade qualquer como $\bar{\phi}$, e uma parcela não filtrada (ou de escalas finas ou flutuações), denotada como ϕ' (GERMANO et al., 1991; HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000; MOENG; SULLIVAN, 2015). Para isso, considera-se uma filtragem dada por:

$$\bar{\phi} = \int_{D_{\Delta}(\mathbf{y})} g(\mathbf{y}, \mathbf{y}_{\Delta}) \phi(\mathbf{y}_{\Delta}, t) d\mathbf{y}_{\Delta}, \quad (3.122)$$

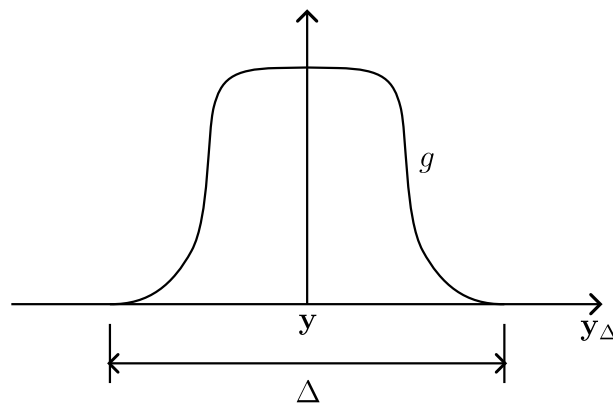
em que $D_{\Delta}(\mathbf{y})$ é um subconjunto de Ω que determina a abrangência do filtro, \mathbf{y}_{Δ} é um ponto na vizinhança de \mathbf{y} e g é o filtro, que deve possuir a propriedade de homogeneidade, $g(\mathbf{y}, \mathbf{y}_{\Delta}) = g(\mathbf{y} - \mathbf{y}_{\Delta})$.

Hughes, Mazzei e Jansen (2000) apresentam ainda uma possibilidade de abrangência de filtro dada por:

$$D_{\Delta}(\mathbf{y}) = \{\mathbf{y}_{\Delta} \in \mathbb{R}^{n_{sd}} | \rho(\mathbf{y}, \mathbf{y}_{\Delta}) < \Delta/2\}, \quad (3.123)$$

na qual $\Delta/2$ é o raio de abrangência do filtro centrado em \mathbf{y} e ρ é a distância Euclidiana de \mathbf{y}_{Δ} à \mathbf{y} . A Figura 14 apresenta esquematicamente o filtro considerado, assim como seu domínio de abrangência.

Figura 14 – Desenho esquemático do filtro considerado.

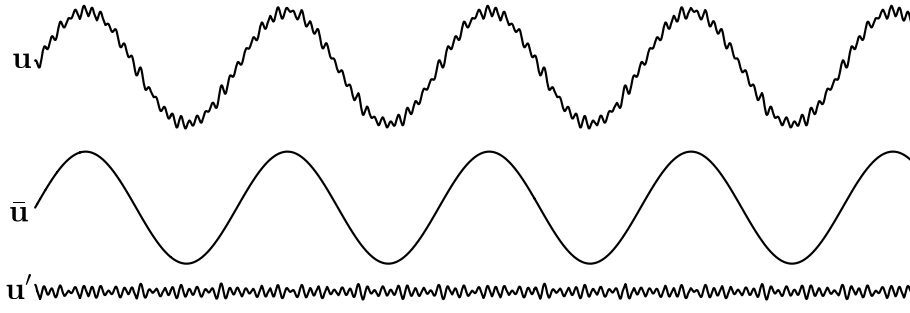


Fonte: Hughes, Mazzei e Jansen (2000) - Adaptado.

Dessa maneira, é possível separar os efeitos das grandes escalas e das pequenas escalas, o que pode ser observado esquematicamente na Figura 15, a qual apresenta o efeito da filtragem sobre um campo de velocidades \mathbf{u} .

Assim, em uma descrição Euleriana, pode-se obter as equações de Navier-Stokes filtradas:

Figura 15 – Efeito da filtragem sobre um campo de velocidades u .



Fonte: Hughes, Mazzei e Jansen (2000) - Adaptado.

$$\begin{cases} \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + (\bar{u}_i \bar{u}_j)_{,j} - \bar{f}_i \right) - \bar{\sigma}_{ji,i} = 0 & \text{em } \Omega, \\ \bar{u}_{i,i} = 0 & \text{em } \Omega. \end{cases} \quad (3.124)$$

Pode-se perceber que o termo convectivo impede a completa separação dos termos \bar{u} e u' devido à sua natureza altamente não-linear. Por conta disso a parcela não filtrada não pode ser ignorada nesse problema, sendo necessário realizar algumas manipulações algébricas. Logo, sabendo-se que $u = \bar{u} + u'$, pode-se reescrever a equação da conservação de movimento como:

$$\rho \left(\dot{\bar{u}}_i + ((\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j))_{,j} - \bar{f}_i \right) - \bar{\sigma}_{ji,i} = 0 \quad (3.125)$$

Nesse sentido, surgirão termos cruzados entre \bar{u} e u' , o que serão condensados em um tensor de subescala (*Subgrid-Scale* - SGS) T dado por (PIOMELLI, 1999; HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000):

$$T_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = -(L_{ij} + C_{ij} + R_{ij}), \quad (3.126)$$

no qual $L_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$ é o tensor de Leonard, que representa as interações entre as grandes escalas, podendo ser determinado explicitamente utilizado para análise de erros, $C_{ij} = \overline{u_i u'_j} + \overline{u'_i u_j}$ é o tensor de termos cruzados, representando a interação entre as grandes e pequenas escalas e $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ é o tensor de tensões SGS de Reynolds, que rerepresenta a interação entre as pequenas escalas (PIOMELLI, 1999). Assim pode-se escrever que:

$$\rho \left(\dot{\bar{u}}_j + (\bar{u}_i \bar{u}_j)_{,i} - T_{ij,i} - \bar{f}_j \right) - \sigma_{ij,i} = 0. \quad (3.127)$$

Aplicando a incompressibilidade e substituindo-se σ_{ij} pelo modelo constitutivo 3.30, tem-se que:

$$\rho \left(\dot{\bar{u}}_i + \bar{u}_j \bar{u}_{i,j} - T_{ji,i} - \bar{f}_i \right) - \mu (\bar{u}_{i,j} + \bar{u}_{j,i})_{,j} + p_{,i} = 0, \quad (3.128)$$

Assim, dividindo-se a Equação 3.128 por ρ e fazendo algumas manipulações tem-se que:

$$\dot{\bar{u}}_i + \bar{u}_j \bar{u}_{i,j} + \frac{p_{,i}}{\rho} = \nu \bar{u}_{i,jj} + T_{ji,i} + \bar{f}_i, \quad (3.129)$$

em que ν é a viscosidade cinemática, dada por $\nu = \mu/\rho$.

Portanto, o problema se ser resolvido será:

$$\begin{cases} \dot{\bar{u}}_i + \bar{u}_j \bar{u}_{i,j} + \frac{p_{,i}}{\rho} = \nu \bar{u}_{i,jj} + T_{j,i} + \bar{f}_i & \text{em } \Omega, \\ \bar{u}_{i,i} = 0 & \text{em } \Omega, \end{cases} \quad (3.130)$$

o que revela a necessidade de se determinar um tensor \mathbf{T} , em especial o seu tensor desviador:

$$\text{dev } T_{ij} = T_{ij} - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij}, \quad (3.131)$$

que descreva adequadamente as interações entre diferentes escalas. Isso pode se tornar problemático uma vez que não se possui solução para as pequenas escalas. Dessa forma, considera-se um modelo capaz de fazer essa descrição, sendo observado, por exemplo, o modelo de viscosidade de vórtice de Smagorinsky, desenvolvido por Smagorinsky (1963). Nesse cenário faz-se que:

$$(T_S)_{ij} = 2\nu_T \bar{S}_{ij}, \quad (3.132)$$

sendo ν_T a viscosidade de vórtice SGS, dada por (GERMANO et al., 1991; PIOMELLI, 1999; HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000; BAILLY; COMTE-BELLOT, 2015; KATOPODES, 2019):

$$\nu_T = (C_S \Delta)^2 \|\bar{\mathbf{S}}\|, \quad (3.133)$$

em que C_S é a constante de Smagorinsky e $\|\bar{\mathbf{S}}\|$ é a magnitude do tensor de taxa de deformação em grandes escalas, dada por:

$$\|\bar{\mathbf{S}}\| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}. \quad (3.134)$$

Note que o tensor \mathbf{T}_S é um tensor desviador, ou seja, $\mathbf{T}_S = \text{dev } \mathbf{T}_S$.

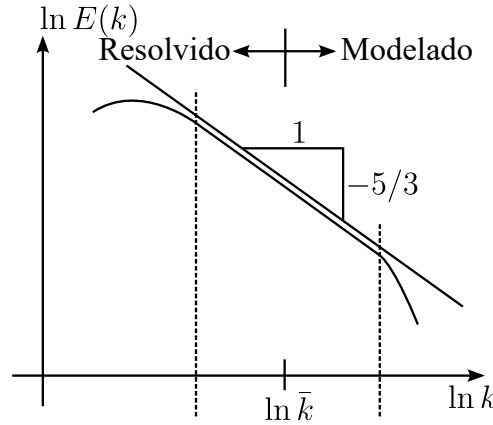
Germano et al. (1991), Hughes, Mazzei e Jansen (2000) ainda fazem algumas constatações sobre o modelo de Smagorinsky, os quais destacam-se o fato de \mathbf{T}_S não possuir um comportamento assintótico próximo às paredes, o que se esperaria de \mathbf{T} , os valores de C_S na presença de cisalhamento médio causaram amortecimentos excessivos e o tensor \mathbf{T}_S impede a energia de fluir entre diferentes escalas, podendo ser significativo em alguns casos.

Como tentativa de se resolver esses problemas, Germano et al. (1991) propuseram assumir C_S como uma função $C_S = C_S(\mathbf{y}, t)$, permitindo, assim, que esse parâmetro se adapte para melhor modelar as pequenas escalas.

Assim, define-se inicialmente a amplitude espectral da energia cinética $E(k)$, dada sobre uma superfície de esferas parametrizadas de raio k , dada por (HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000):

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (3.135)$$

Figura 16 – Energia espectral de Kolgomorov.



Fonte: (HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000) - Adaptado.

em que α é a constante de Kolmogoroff, ε é a dissipação turbulenta. A Figura 16 apresenta graficamente o comportamento da energia espectral:

Logo pode-se determinar o valor de $\|\bar{\mathbf{S}}\|$ como:

$$\frac{1}{2} \|\bar{\mathbf{S}}\| = \int_0^{\bar{k}} k^2 E(k) dk, \quad (3.136)$$

no qual \bar{k} é o limite de resolução.

Substituindo 3.135 em 3.136, resolvendo a integral e fazendo algumas manipulações algébricas, tem-se que:

$$\|\bar{\mathbf{S}}\|^3 = \left(\frac{3\alpha}{2}\right)^{3/2} \bar{k}^2 \varepsilon. \quad (3.137)$$

Com isso, considerando também que a dissipação de energia cinética é igual àquela produzida, realiza-se o balanço da energia, obtendo-se:

$$\varepsilon = (T_S)_{ij} \bar{S}_{ij}, \quad (3.138)$$

que, após seu desenvolvimento, tem-se uma expressão que relaciona os valores de C_S , Δ e ν_T com \bar{k} :

$$C_S \Delta = \left(\frac{2}{3\alpha}\right)^{3/4} \bar{k}^{-1} \varepsilon \quad (3.139)$$

$$\nu_T = \left(\frac{2}{3\alpha}\right) \varepsilon^{1/3} \bar{k}^{-4/3}. \quad (3.140)$$

Segundo Bailly e Comte-Bellot (2015) o valor de \bar{k} pode ser estimado como:

$$\bar{k} = \frac{\pi}{\Delta}, \quad (3.141)$$

o que leva à seguinte expressão para a constante de Smagorinsky:

$$C_S = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3\alpha} \right)^{3/4}. \quad (3.142)$$

Com isso, um possível valor para a constante Kolmogoroff é $\alpha = 1,4$, o que resulta em $C_S \approx 0,18$. No entanto valores de C_S próximos à 0,10 conduzem a solução à resultados mais realistas (HUGHES; MAZZEI; JANSEN, 2000; BAILLY; COMTE-BELLOT, 2015; KATOPODES, 2019).

3.4.2.1 Procedimento computacional

Para a obtenção dos resultados, parte-se para a formulação variacional, em que se utiliza funções testes w e q , associadas às equações de conservação do momento e da continuidade, respectivamente. Assim, se tem a forma fraca do problema, dada por:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} w_i \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + (\bar{u}_j - \hat{u}_j) \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i \right) d\Omega + \int_{\Omega} \rho w_{i,j} T_{ij} d\Omega + \int_{\Omega} w_{i,j} \sigma_{ji}(\bar{\mathbf{u}}, \bar{p}) d\Omega + \\ \int_{\Omega} q \bar{u}_{i,i} d\Omega - \int_{\Gamma_N} \rho w_i T_{ij} n_j d\Gamma_N - \int_{\Gamma_N} w_i \bar{h}_i d\Gamma_N = 0. \end{aligned} \quad (3.143)$$

Substituindo o modelo constitutivo e o modelo de viscosidade de Smagorinsky tem-se que:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} w_i \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + (\bar{u}_j - \hat{u}_j) \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i \right) d\Omega + \int_{\Omega} w_{i,j} (\mu + \rho \nu_T) (\bar{u}_{i,j} + \bar{u}_{j,i}) d\Omega - \\ \int_{\Omega} w_{i,i} \bar{p} d\Omega + \int_{\Omega} q \bar{u}_{i,i} d\Omega - \int_{\Gamma_N} w_i \bar{h}_i d\Gamma_N = 0. \end{aligned} \quad (3.144)$$

No intuito de se obter uma solução estável, será considerado o elemento de Taylor-Hood P2P1 (aproximação quadrática para o campo de velocidades e linear para o campo de pressões) na formulação. Assim denomina-se M as funções de forma para aproximação quadrática e N para funções de forma lineares. Com isso, faz-se a aproximação das funções testes por meio das funções de forma, tendo como resultado os seguintes vetores de resíduo associados às equações de conservação de momento e da continuidade:

$$\begin{aligned} (N_M)_i^a = \int_{\Omega} M_a \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + (\bar{u}_j - \hat{u}_j) \bar{u}_{i,j} - \bar{f}_i \right) d\Omega + \\ \int_{\Omega} M_{a,j} (\mu + \rho \nu_T) (\bar{u}_{i,j} + \bar{u}_{j,i}) d\Omega - \int_{\Omega} M_{a,i} \bar{p} d\Omega - \int_{\Gamma_N} N_a \bar{h}_i d\Gamma_N \text{ e} \end{aligned} \quad (3.145a)$$

$$(N_C)^a = \int_{\Omega} N_a \bar{u}_{i,i} d\Omega. \quad (3.145b)$$

Dessa forma procura-se determinar valores de $\bar{\mathbf{u}}$ e \bar{p} que anulem N_M e N_C . Para esse fim utiliza-se o método de Newton-Raphson, em que os parâmetros a serem determinados são as acelerações e pressões nodais, sendo o integrador utilizado o α -generalizado, apresentado na seção 3.4.1.1. Desse modo tem-se os seguintes sub-blocos que compõem a matriz tangente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(N_M)_i^a}{\partial \dot{U}_j^b} = & \alpha_m \int_{\Omega} \rho M_a M_b d\Omega \delta_{ij} + \beta_f \int_{\Omega} \rho M_a M_b \bar{u}_{i,j} d\Omega + \\ & \beta_f \int_{\Omega} \rho M_a M_{b,k} (\bar{u}_k - \hat{u}_k) d\Omega \delta_{ij} + \beta_f \int_{\Omega} (\mu + \rho \nu_T) M_{a,k} M_{d,k} d\Omega \delta_{ij} + \\ & \beta_f \int_{\Omega} (\mu + \rho \nu_T) M_{a,j} M_{b,i} d\Omega, \end{aligned} \quad (3.146a)$$

$$\frac{\partial(N_M)_i^a}{\partial P^b} = - \int_{\Omega} M_{a,i} N_b d\Omega, \quad (3.146b)$$

$$\frac{\partial(N_C)^a}{\partial \dot{U}_j^b} = \beta_f \int_{\Omega} N_a M_{b,j} d\Omega \mathbf{e} \quad (3.146c)$$

$$\frac{\partial(N_C)^a}{\partial P^b} = 0. \quad (3.146d)$$

em que $\beta_f = \alpha_f \gamma \Delta t$.

Observa-se que o sub-bloco $\partial N_C / \partial \mathbf{P}$ está presente na diagonal principal do problema, possuindo valor nulo. Isso pode ser interpretado como a consideração das pressões como multiplicadores de Lagrange nessa formulação.

Para obtenção da solução aproximada, utiliza-se um procedimento similar ao apresentado no algoritmo 4, onde o comando 8 é alterado para computar o valor da viscosidade de vórtice, assim como os valores das componentes da matriz tangente e dos vetores de resíduo são alterados para se adequarem ao presente modelo.

3.4.3 Reynolds-Averaged Navier-Stokes

Na tentativa de se obter soluções aproximativas para as equações de Navier-Stokes, são desenvolvidas técnicas de aproximação, baseadas em equações diferenciais. Uma dessas aproximações, denominada de *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) busca encontrar uma solução a partir da decomposição de Reynolds. Nesse contexto, observa-se que simulações feitas utilizando RANS são mais eficientes computacionalmente que aquelas feitas a partir de LES, além de possuírem uma implementação mais facilitada (ALFONSI, 2009; LING; TEMPLETON, 2015).

Em uma descrição Euleriana, sua obtenção parte da equação 3.13 e considera-se que uma propriedade ϕ pode ser decomposta em duas parcelas: uma referente à média, denotada por uma barra ($\bar{\phi}(\mathbf{y})$), e uma referente à flutuações no espaço-tempo, denotada por $\phi'(\mathbf{y}, t)$, ou seja, $\phi(\mathbf{y}, t) = \bar{\phi} + \phi'$.

Com isso em vista, verifica-se diferentes formas de se considerar a média de uma propriedade, sendo elas: a média temporal, comumente utilizada em escoamentos estacionários; média espacial, utilizada em escoamentos turbulentos homogêneos; e como a média de um conjunto de experimentos (TENNEKES et al., 1972; SPEZIALE, 1991; ALFONSI, 2009). Como apontado por Speziale (1991), Alfonsi (2009), a última opção é adequada para descrever escoamentos que não são nem estacionários, nem homogêneos, sendo calculada como:

$$\bar{\phi}(\mathbf{y}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \phi^k(\mathbf{y}, t), \quad (3.147)$$

em que N é o número de experimentos realizados.

Vale ressaltar algumas propriedades interessantes relacionadas à média de uma propriedade (ϕ , ϕ_1 ou ϕ_2 quaisquer), tais como:

- a. $\bar{\phi}' = 0$;
- b. $\overline{\bar{\phi}} = \bar{\phi}$;
- c. $\overline{\phi_1 + \phi_2} = \bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2$;
- d. $\overline{\phi_1 \phi_2} = \bar{\phi}_1 \bar{\phi}_2$;
- e. $\overline{\phi_1 \phi_2} = \bar{\phi}_1 \bar{\phi}_2 + \overline{\phi'_1 \phi'_2}$;
- f. $\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y_i} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y_i}$; e
- g. $\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t}$.

Assim, pode-se tomar a média das Equações de Navier-Stokes, obtendo-se:

$$\begin{cases} \rho \left(\overline{\dot{u}_i} + \overline{(u_j u_i)_{,j}} - \overline{f_i} \right) - \overline{\sigma_{ji,j}} = 0 & \text{em } \Omega, \\ \overline{u_{i,i}} = 0 & \text{em } \Omega. \end{cases} \quad (3.148)$$

Assim, aplicando também o modelo constitutivo apresentado em 3.1.3, o problema se torna:

$$\begin{cases} \rho \left((\dot{\bar{u}}_i + \overline{u_j u_i})_{,j} - \bar{f}_i \right) - \mu (\overline{u_{i,j} + u_{j,i}})_{,j} + \bar{p}_{,i} = 0 & \text{em } \Omega, \\ \bar{u}_{i,i} = 0 & \text{em } \Omega. \end{cases} \quad (3.149)$$

Realizando a separação dos parâmetros em suas respectivas parcelas na equação da conservação de movimento, tem-se que:

$$\rho \left((\dot{\bar{u}}_i + (\overline{u_j} + u'_j)(\overline{u_i} + u'_i))_{,j} - \bar{f}_i \right) - \mu \left((\overline{u_i} + u'_i)_{,j} + (\overline{u_j} + u'_j)_{,i} \right) + \bar{p}_{,i} = 0, \quad (3.150)$$

que leva à seguinte expressão simplificada:

$$\rho \left(\dot{\bar{u}}_i + \overline{u_j} \overline{u_{i,j}} + (\overline{u'_i u'_j})_{,j} - \bar{f}_i \right) - \mu \overline{u_{i,jj}} + \bar{p}_{,i} = 0, \quad (3.151)$$

a qual representa a equação de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis em regime estacionário em uma formulação RANS (CHOU, 1945; ALFONSI, 2009).

Nesse contexto vale mencionar o tensor de tensões de Reynolds (dividido pela densidade), dado por $\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j}$, que traz a interferência que os efeitos turbulentos da parcela de flutuação causa no movimento médio (CHOU, 1945; ALFONSI, 2009). Porém, verifica-se que, ao assumir essa separação de variáveis, o problema conta com mais incógnitas que equações para determiná-las. Logo, uma forma de se obter equações adicionais que auxiliem na resolução do problema se encontra na modelagem do tensor de tensões de Reynolds de forma a relacionar as flutuações de velocidades com as velocidades médias.

Alfonsi (2009) aponta que problemas envolvendo RANS podem ser classificados dependendo da quantidade de equações diferenciais resolvidas, em que cada equação adicionada refere-se ao transporte de uma propriedade relativa à turbulência, alterando, assim, a maneira com que a viscosidade de vórtice é determinada. Segundo o autor, as classes de modelos de turbulência em RANS são:

- a. Modelos de Zero Equações: Apenas as equações referentes ao campo médio são resolvidas, sendo l_0 e τ_0 determinados empiricamente;
- b. Modelos de Uma Equação: É adicionada uma equação de transporte em termos da energia cinética média k para auxiliar na determinação do campo de flutuações de velocidades;
- c. Modelos de Duas Equações: Uma segunda equação é adicionada para determinação das escalas de comprimento turbulentos;
- d. Modelos de Tensões: A respeito aos Modelos de Zero Equações, adiciona-se duas equações de transporte referentes ao tensor de Reynolds e à ε , tal modelo também pode ser chamado de modelo $\tau_{ij} - \varepsilon$.

Sobre os Modelos de Duas Equações, destacam-se os modelos $K - \varepsilon$ (HÅKANSSON et al., 2012; DAVIDSON, 2014; PARENTE et al., 2011), em que as equações adicionais são dadas em função da energia cinética média gerada pelo campo de flutuações (k) e da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ε) e $K - \omega$ (LARSEN; FUHRMAN, 2018; BASSI et al., 2005), que ao invés de adicionar uma equação em termos de ε , esta se dá em função da escala de tempo turbulento recíproco ($\omega = \varepsilon/K$).

Dentre os modelos $K - \varepsilon$, $K - \omega$ e $\tau_{ij} - \varepsilon$, observa-se que o primeiro possui menor custo computacional e maior facilidade de implementação, sendo uma boa alternativa para as simulações.

Com isso, para se obter as equações adicionais, faz-se a simples substituição de $u = \bar{u} + u'$ e $p = \bar{p} + p'$ na equação da quantidade de movimento, o que leva a:

$$\rho \left(\dot{u}_i + \bar{u}_j \bar{u}'_{i,j} + \bar{u}_j u'_{i,j} + u'_j \bar{u}_{i,j} + u'_j u'_{i,j} - \bar{f}_i \right) - \mu \bar{u}_{i,jj} - \mu u'_{i,jj} + \bar{p}_{,i} + p'_{,i} = 0. \quad (3.152)$$

Subtraindo 3.151 de 3.152 obtém-se:

$$\rho \left(\dot{u}'_i + \bar{u}_j u'_{i,j} + u'_j \bar{u}_{i,j} + u'_j u'_{i,j} - \overline{(u'_i u'_j)}_{,j} \right) - \mu u'_{i,jj} + p'_{,i} = 0. \quad (3.153)$$

Observação: Fazendo o mesmo procedimento para a equação da conservação da massa se obtém que:

$$u'_{i,i} = 0. \quad (3.154)$$

sendo equivalente à condição de incompressibilidade no campo de flutuações de velocidade, a qual será interessante para algumas simplificações que virão posteriormente.

Fazendo a contração do índice i em 3.153 por meio de u'_i , tomando a média e dividindo por ρ , tem-se:

$$\overline{u'_i \dot{u}'_i} + \overline{u'_i \bar{u}_j u'_{i,j}} + \overline{u'_i u'_j \bar{u}_{i,j}} + \overline{u'_i u'_j u'_{i,j}} + \overline{u'_i \tau_{ij,j}} - \overline{\nu u'_i u'_{i,jj}} + \overline{u'_i \mathcal{P}'_{,i}} = 0. \quad (3.155)$$

em que $\mathcal{P}' = p'/\rho$.

Fazendo as devidas simplificações tem-se a equação que descreve de forma exata o comportamento da energia cinética média gerada pelo campo de flutuações ($K = \overline{u'_i u'_i}/2$) (ALFONSI, 2009):

$$\dot{K} + \bar{u}_j K_{,j} = \tau_{ij} \bar{u}_{i,j} - \overline{\nu u'_{i,j} u'_{i,j}} - \left(\frac{\overline{u'_i u'_i u'_j}}{2} + \overline{u'_j \mathcal{P}'} \right)_{,j} + \nu K_{,jj}, \quad (3.156)$$

a qual pode ser reescrita de forma mais compacta, considerando-se o efeito de cada parcela:

$$\dot{K} + \bar{u}_j K_{,j} = P_K - \varepsilon - D_{j,j} + \nu K_{,jj}, \quad (3.157)$$

em que P_K é a produção da energia cinética turbulenta, a qual não precisa de modelagem, ε é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, D_j é o gradiente de difusão turbulenta

e o último termo, que dispensa modelagem, representa a difusão viscosa. Tais parâmetros são dados por:

$$P_K = \tau_{ij} \bar{u}_{i,j}, \quad (3.158a)$$

$$\varepsilon = \nu \overline{u'_{i,j} u'_{i,j}} \mathbf{e} \quad (3.158b)$$

$$D_j = \frac{\overline{u'_i u'_i u'_j}}{2} + \overline{u'_j \mathcal{P}'}. \quad (3.158c)$$

Alfonsi (2009) apresenta que uma forma de se modelar os parâmetros ε e D_j como:

$$\varepsilon = C^* \frac{K^{3/2}}{l_0} \mathbf{e} \quad (3.159a)$$

$$D_j = -\frac{\nu_T}{\sigma_K} K_{,j}, \quad (3.159b)$$

sendo l_0 o comprimento de vórtice, $C^* = 0,166$ e $\sigma_K = 1,0$ constantes adimensionais.

Assim, também observa-se a necessidade de se modelar o tensor de Reynolds, o qual pode ser subdividido em duas parcelas: uma parte isotrópica (τ_{ij}^I) e outra desviadora (τ_{ij}^D), ou seja:

$$\tau_{ij} = \tau_{ij}^I + \tau_{ij}^D, \quad (3.160)$$

em que:

$$\tau_{ij}^I = -\frac{2}{3} K \delta_{ij} \mathbf{e} \quad (3.161a)$$

$$\tau_{ij}^D = 2\nu_T \bar{S}_{ij}, \quad (3.161b)$$

\bar{S}_{ij} é a taxa de deformação do campo de velocidades média:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{\bar{u}_{i,j} + \bar{u}_{j,i}}{2} \quad (3.162)$$

e ν_T é a viscosidade de vórtice, dado por:

$$\nu_T = C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon}, \quad (3.163)$$

sendo $C_\mu = 0,09$.

Já a equação exata do transporte que descreve a taxa de dissipação também é proveniente da equação 3.153, fazendo a troca dos índices mudos $j \rightarrow k$, derivando ambos os lados em uma direção j e contraindo-se os índices i e j por meio de $\nu u'_{i,j}/\rho$:

$$\begin{aligned} & \nu u'_{i,j} \dot{u}'_{i,j} + \nu u'_{i,j} (\bar{u}_k u'_{i,k})_{,j} + \nu u'_{i,j} (u'_k \bar{u}_{i,k})_{,j} + \nu u'_{i,j} (u'_k u'_{i,k})_{,j} - \\ & \nu u'_{i,j} (\overline{u'_i u'_k})_{,jk} - \nu^2 u'_{i,j} u'_{i,jkk} + \nu u'_{i,j} \mathcal{P}'_{,ij} = 0. \end{aligned} \quad (3.164)$$

Tomando-se a média dos termos e realizando as devidas simplificações tem-se a equação exata para ε :

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon} + \bar{u}_k \varepsilon_{,k} = & -2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{k,j} \bar{u}_{i,k}} - 2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{i,k} \bar{u}_{k,j}} - 2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{i,j} \bar{u}_{i,jk}} - \\ & 2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{i,k} u'_{k,j}} - \nu \overline{(u'_k u'_{i,j} u'_{i,j})_{,k}} - 2\nu \overline{(\mathcal{P}'_{,j} u'_{i,j})_{,i}} - 2\nu^2 \overline{u'_{i,jk} u'_{i,jk}} + \nu \varepsilon_{,kk}. \end{aligned} \quad (3.165)$$

Fazendo a simplificação em termos dos efeitos de cada parcela tem-se:

$$\dot{\varepsilon} + \bar{u}_i \varepsilon_{,i} = P_\varepsilon + D_\varepsilon - \Phi_\varepsilon + \nu \varepsilon_{,ii}, \quad (3.166)$$

em que P_ε é a produção de dissipação, D_ε é a difusão turbulenta de dissipação, Φ_ε é a destruição turbulenta da dissipação e o último termo é o transporte viscoso. Essas parcelas são dadas de forma exata por:

$$P_\varepsilon = -2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{k,j} \bar{u}_{i,k}} - 2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{i,k} \bar{u}_{k,j}} - 2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{i,j} \bar{u}_{i,jk}} - 2\nu \overline{u'_{i,j} u'_{i,k} u'_{k,j}} \quad (3.167a)$$

$$D_\varepsilon = -\nu \overline{(u'_k u'_{i,j} u'_{i,j})_{,k}} - 2\nu \overline{(\mathcal{P}'_{,j} u'_{i,j})_{,i}} \quad (3.167b)$$

$$\Phi_\varepsilon = 2\nu^2 \overline{u'_{i,jk} u'_{i,jk}}. \quad (3.167c)$$

Assim, realiza-se uma modelagem sobre os termos necessários como:

$$P_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \bar{u}_{i,j}, \quad (3.168a)$$

$$D_\varepsilon = \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \varepsilon_{,i} \right)_{,i} \mathbf{e} \quad (3.168b)$$

$$\Phi_\varepsilon = C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{K}, \quad (3.168c)$$

em que $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$ e $\sigma_\varepsilon = 1,3$ são constantes adimensionais.

Portanto o problema a ser resolvido é:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left(\dot{\bar{u}}_i + \bar{u}_j \bar{u}_{i,j} - \tau_{ij,j} - \bar{f}_i \right) - \mu \bar{u}_{i,jj} + \bar{p}_{,i} = 0 \\ \bar{u}_{i,i} = 0 \\ \dot{K} + \bar{u}_j K_{,j} = P_K - \varepsilon - D_{j,j} + \nu K_{,jj} \\ \dot{\varepsilon} + \bar{u}_i \varepsilon_{,i} = P_\varepsilon + D_\varepsilon - \Phi_\varepsilon + \nu \varepsilon_{,ii} \\ \tau_{ij} = -\frac{2}{3} K \delta_{ij} + \nu_T (\bar{u}_{i,j} + \bar{u}_{j,i}) \\ \nu_T = C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \end{array} \right. . \quad (3.169)$$

3.4.4 Exemplos Numéricos

Na presente seção serão apresentadas algumas simulações realizadas utilizando os modelos VMS e LES, com a finalidade de validar os modelos implementados.

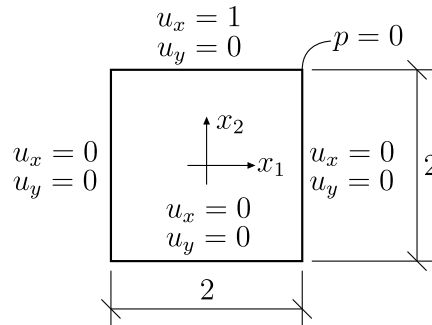
3.4.4.1 Cavidade bidimensional

A primeira simulação considerada trata-se de uma cavidade quadrada ($\Omega = [-1, 1]^2$) com paredes aderentes, onde o fluido encontra-se confinado e sujeito a uma velocidade prescrita \mathbf{u}_∞ ocasionada devido ao deslizamento de uma parede na face superior da cavidade. Nesse sentido serão observados os efeitos provocados no fluido devido à diferentes números de Reynolds, o qual é calculado por meio da equação 3.170:

$$\text{Re} = \frac{\rho L \|\mathbf{u}_\infty\|}{\mu}, \quad (3.170)$$

em que L é o comprimento característico, que no caso analisado é igual ao lado da cavidade. Dessa forma considera-se uma velocidade constante para todas as análises de $\mathbf{u}_\infty = \{1, 0\}^T$, sendo os diferentes números de Reynolds obtidos pela variação da viscosidade do fluido. A Figura 17 apresenta esquematicamente o problema simulado.

Figura 17 – Desenho esquemático do problema de cavidade.



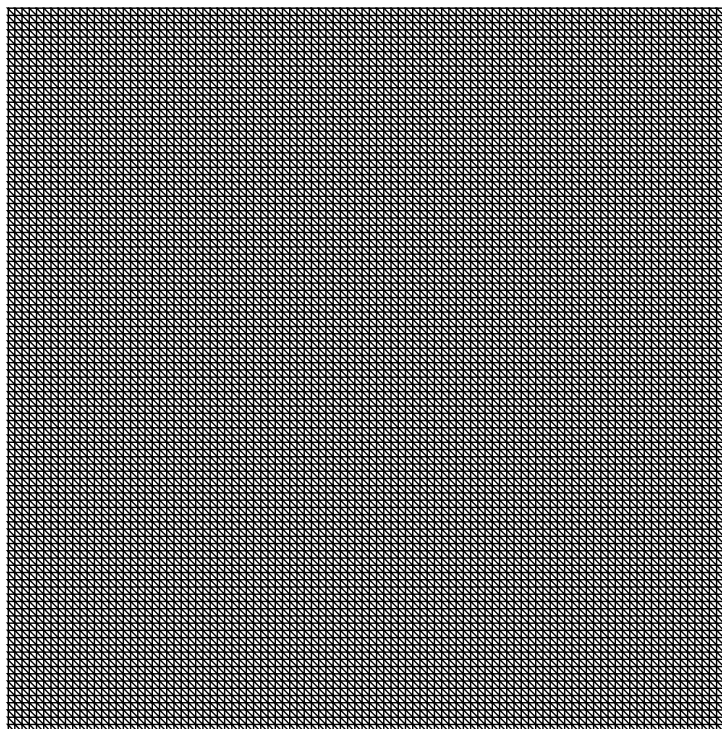
Fonte: Autoria Própria (2023).

Pelo fato do problema possuir apenas fronteiras do tipo Dirichlet, o condicionamento da solução do campo de pressões é garantido pela aplicação de uma condição de pressão nula no vértice superior direito da cavidade, conforme visto na figura acima. Também se observa que existe uma descontinuidade nas condições de contorno no encontro entre as paredes da cavidade e seu topo, podendo ser consideradas velocidades nulas ou igual à velocidade do topo. No problema em questão considerou-se que a velocidade nesse ponto é igual à \mathbf{u}_∞ .

A malha de elementos finitos foi feita pela subdivisão do domínio em 20000 elementos dispostos de maneira estruturada com orientação à esquerda, conforme observado na Figura 18. O número de graus de liberdade para a simulação VMS de aproximação linear, quadrática e LES são 30603, 121203 e 91003, respectivamente. Os parâmetros utilizados

foram $\rho = 1$ para todas as análises, $\mu = 0,02$, $\mu = 5 \times 10^{-3}$, $\mu = 2 \times 10^{-3}$, $\mu = 4 \times 10^{-4}$, $\mu = 2,6667 \times 10^{-4}$ e $\mu = 2 \times 10^{-4}$, resultando em $Re = 100$, $Re = 400$, $Re = 1000$, $Re = 5000$, $Re = 7500$ e $Re = 10000$, respectivamente. Os modelos utilizados foram o VMS com aproximação linear e quadrática e o LES com elementos de Taylor-Hood P2P1 e $C_S = 0,10$. O passo de tempo em todos os casos foi de $\Delta t = 0,1$ e a simulação foi mantida até que a estacionariedade dos parâmetros do fluxo fosse alcançada.

Figura 18 – Malha considerada para o problema de cavidade.



Fonte: Autoria Própria (2023).

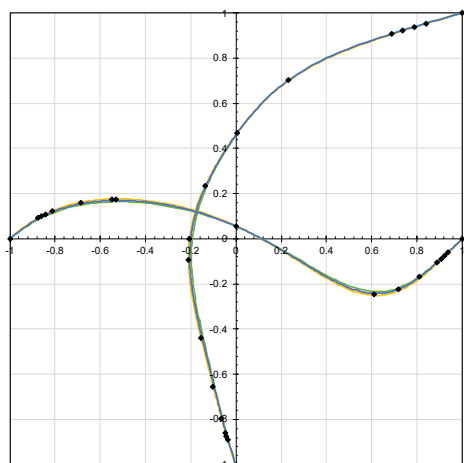
Como o problema apresenta características de um escoamento quase-estático, a parcela dos termos inerciais foram desprezados em ambos os modelos de turbulência. Além disso, os resultados adquiridos para um determinado número de Reynolds foram aplicados como valores iniciais para a determinação dos resultados para a próxima análise.

Os resultados obtidos foram comparados com aqueles apresentados por Ghia, Ghia e Shin (1982). A Figura 19 apresenta os valores do campo de velocidades sobre as linhas médias da cavidade ($x_1 = 0$ e $x_2 = 0$).

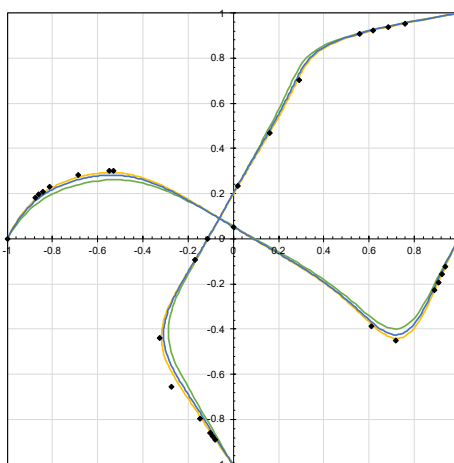
A Figura 20 apresenta o campo de velocidades na cavidade após o escoamento atingir seu estado estacionário.

Para todas as simulações conduzidas, percebeu-se que houve uma excelente concordância dos resultados para números de Reynolds baixos, no entanto a simulação VMS de aproximação linear passou a apresentar resultados cada vez mais discrepantes à medida que o número de Reynolds aumentou, enquanto o VMS de aproximação quadrática e o LES apresentaram resultados mais próximos aos de Ghia, Ghia e Shin (1982), sendo que

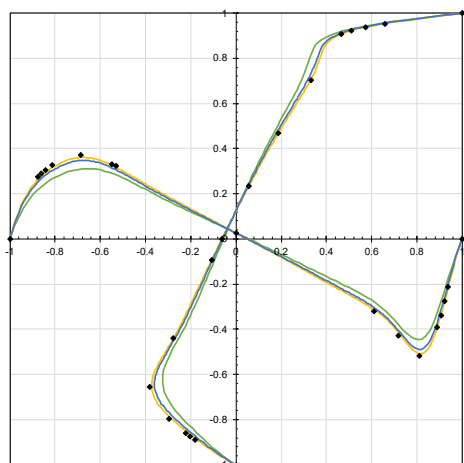
Figura 19 – Valores do campo de velocidades sobre as linhas médias da cavidade.



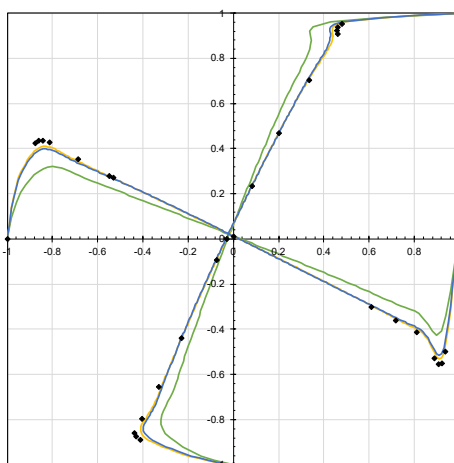
(a) $Re = 100$



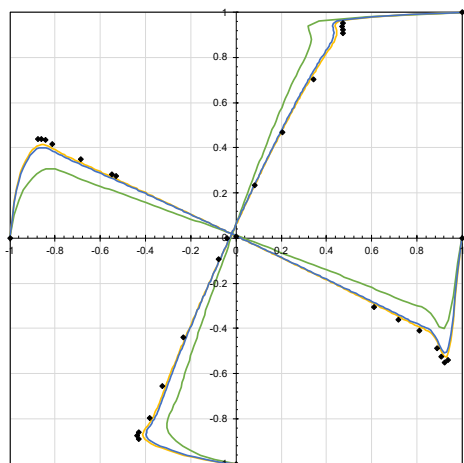
(b) $Re = 400$



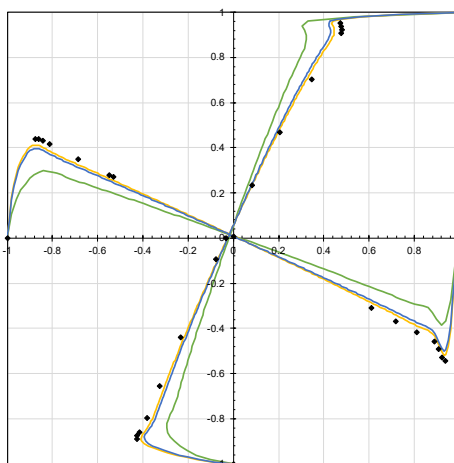
(c) $Re = 1000$



(d) $Re = 5000$



(e) $Re = 7500$



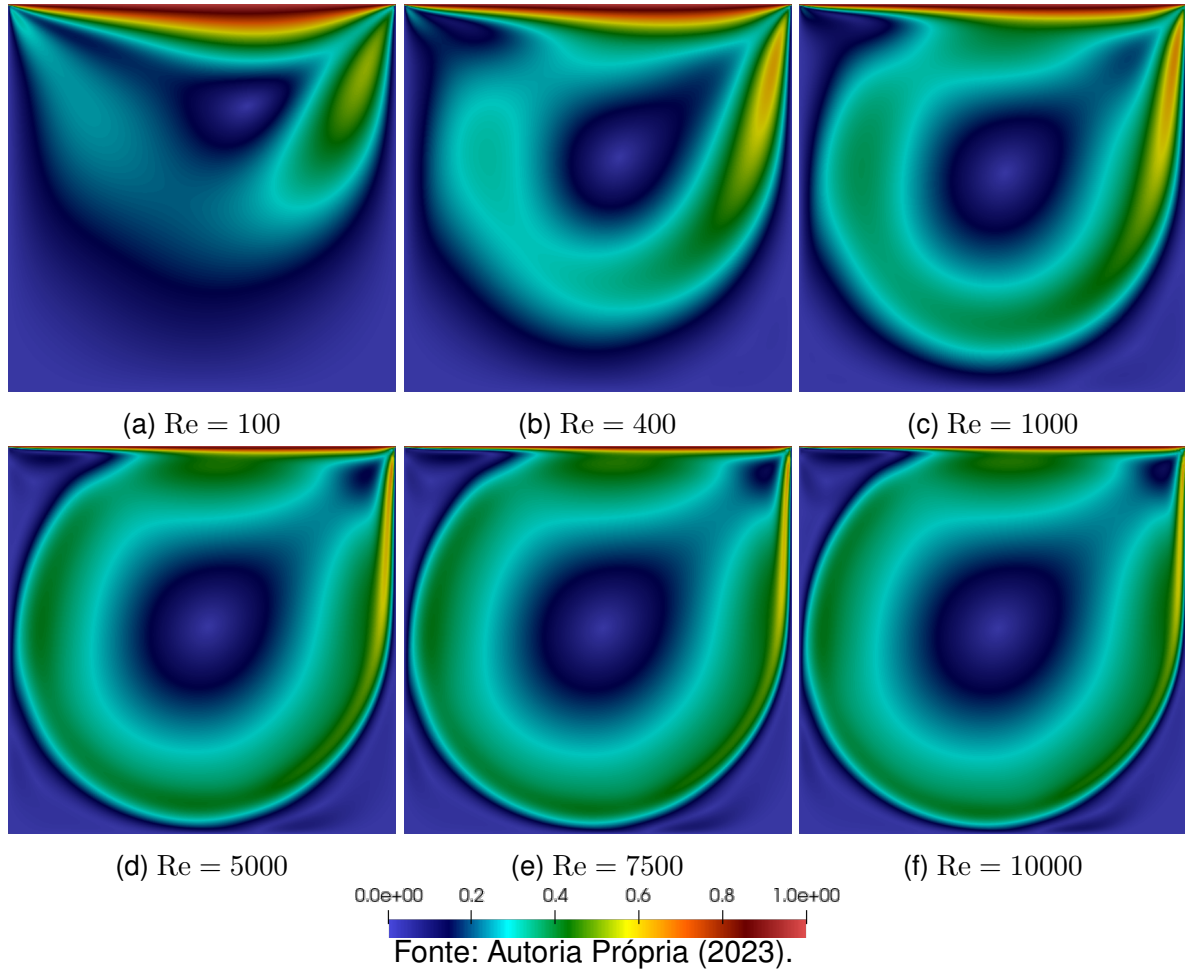
(f) $Re = 10000$

◆ Ghia, Ghia e Shin(1982) — VMS - Aproximação linear — LES - Taylor Hood P2P1 — VMS - Aproximação quadrática

Fonte: Autoria Própria (2023).

o LES apresentou resultados ligeiramente melhores em relação ao VMS quadrático. Para número de Reynolds muito altos observou-se um leve desvio nos resultados próximos à

Figura 20 – Campo de velocidades em regime estacionário na cavidade.



parede superior da cavidade, o que poderia ser melhorado caso uma discretização mais fina da malha fosse empregada nessa região.

Fazer análise da convergência dos métodos e o tempo de processamento.

3.4.4.2 Taylor-Green Vortex tridimensional

Para verificação dos modelos implementados em simulações tridimensionais é possível simular o problema de *Taylor-Green Vortex* (TGV), o qual possui solução analítica, dada por (SHAPIRO, 1993):

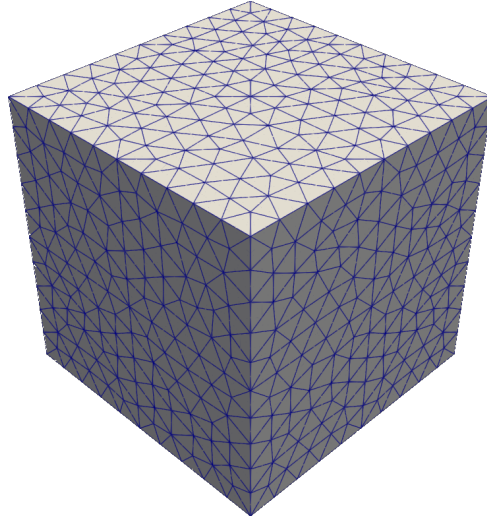
$$\mathbf{u}_a(\mathbf{x}, t) = -\frac{Ae^{-\nu\lambda^2 t}}{k^2 + l^2} \begin{bmatrix} \lambda l \cos(kx_1) \sin(lx_2) \sin(mx_3) + mk \sin(kx_1) \cos(lx_2) \cos(mx_3) \\ \lambda k \sin(kx_1) \cos(lx_2) \sin(mx_3) - ml \cos(kx_1) \sin(lx_2) \cos(mx_3) \\ -(k^2 + l^2) \cos(kx_1) \cos(lx_2) \sin(mx_3) \end{bmatrix}, \quad (3.171a)$$

$$p_a = p_s - \rho \frac{u_1^2 + u_2^2 + u_3^2}{2}. \quad (3.171b)$$

em que k, l e m são constantes arbitrárias, $\lambda^2 = k^2 + l^2 + m^2$, A é a amplitude da componente u_3 e p_s é a pressão do ponto de estagnação.

Para o problema numérico foi considerado um cubo ($\Omega = [-1, 1]^3$) simulado nos modelos VMS de aproximação linear e quadrática e o LES utilizando elementos Taylor-Hood P2P1. A malha utilizada na discretização conta com 5802 elementos finitos (conforme ilustrado na Figura 21), sendo 5580 graus de liberdade para VMS linear, 37600 pra VMS quadrático e 29595 para LES.

Figura 21 – Malha utilizada para a simulação de TGV.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Como condição inicial impôs-se acelerações, velocidade e pressões iguais à solução analítica com $t = 0$ e como condições de contorno aplicou-se velocidades iguais à analítica em toda a fronteira e $p = 0$ no centro do domínio. Os valores dos parâmetros foram $k = l = m = \pi$ e $A = \nu = \rho = 1$, sendo o período analisado de $t \in [0, 0.2]$ com um passo de tempo de $\Delta t = 0.001$.

Sendo assim, a Figura 22 apresenta os valores do campo de velocidades nas linhas $u_2 = u_3 = 0$ ($l1$), $u_1 = u_3 = 0$ ($l2$) e $u_1 = u_2 = 0$ ($l3$) para os instantes $t = 0$, $t = 0.05$ e $t = 0.2$ para todos os modelos considerados.

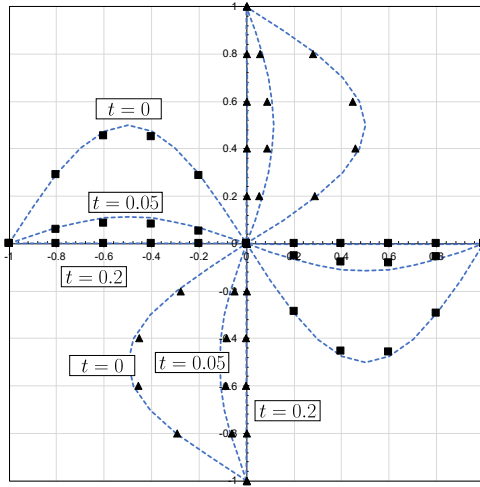
Para comparação com a solução analítica, tomou-se a medida do erro em L^2 , expresso por (DUMON; ALLERY; AMMAR, 2011):

$$\|e\| = \|\mathbf{u} - \mathbf{u}_a\|_{L^\infty(L^2(\Omega))} = \max_{0 < t \leq T} \left[\int_{\Omega} \|\mathbf{u} - \mathbf{u}_a\|^2 d\Omega \right], \quad (3.172)$$

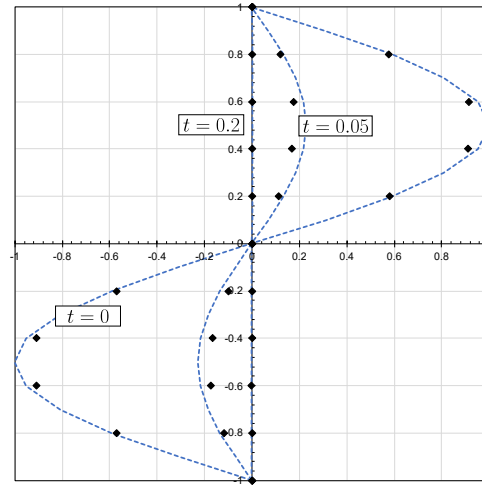
o qual é representado ao longo do tempo de acordo com a Figura 23:

Assim, observa-se que para o problema estudado, tanto as simulações VMS de aproximação quadrática quanto LES com elemento P2P1 apresentaram boa concordância com o resultado analítico, sendo que ambos apresentaram erros muito próximos entre si, enquanto o VMS de aproximação linear já apresentou um erro maior. Analisando o instante de tempo $t = 0.1$ obteve-se um erro L^2 de $3,55 \times 10^{-2}$, $2,77 \times 10^{-3}$ e $3,07 \times 10^{-3}$ para as simulações VMS linear, quadrático e LES, respectivamente. Ao verificar a ordem da

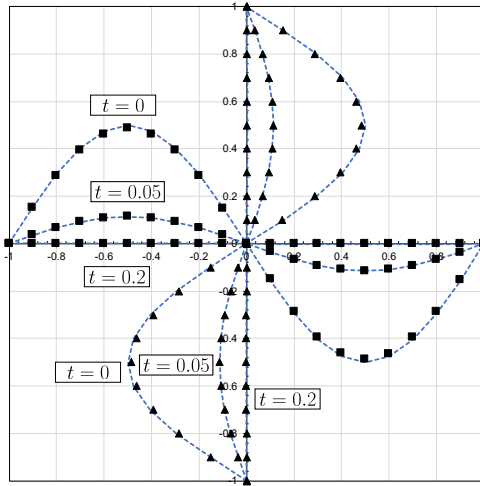
Figura 22 – Resultados obtidos para a simulação de TGV em:



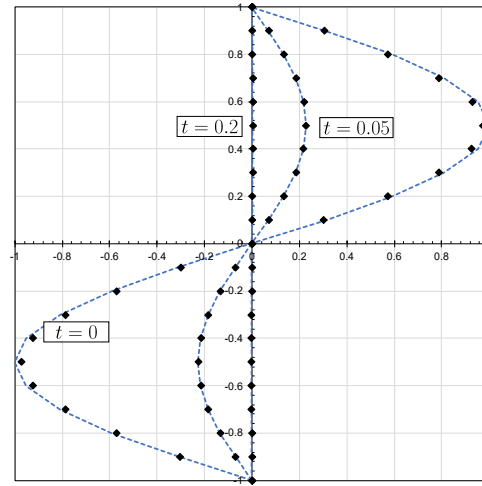
(a) $l1$ e $l2$ para VMS linear.



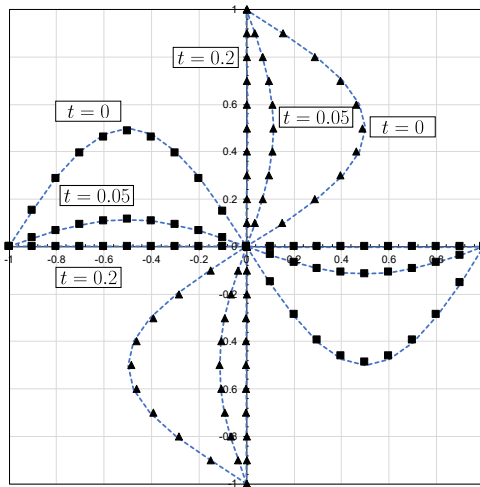
(b) $l3$ para VMS linear.



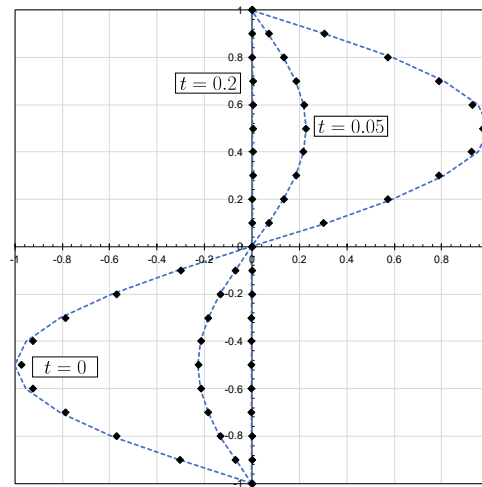
(c) $l1$ e $l2$ para VMS quadrático.



(d) $l3$ para VMS quadrático.



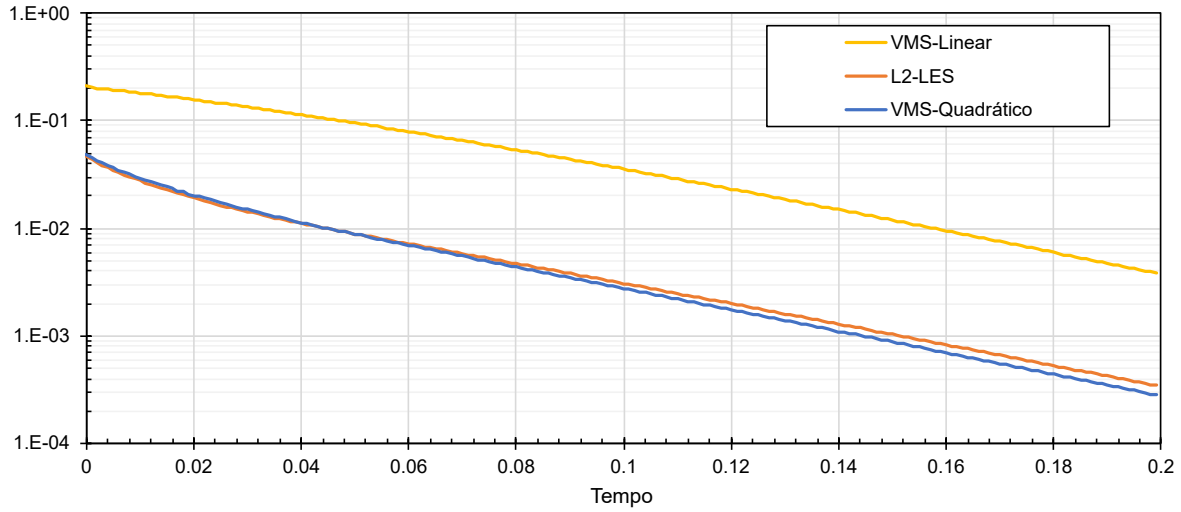
(e) $l1$ e $l2$ para LES.



(f) $l3$ para LES.

■ u_x ▲ u_y ◆ u_z --- Solução analítica

Fonte: Autoria Própria (2023).

Figura 23 – Medidas de L^2 ao longo do tempo.

Fonte: Autoria Própria (2023).

medida do erro, observa-se que estes valores encontram-se próximos ao obtido por Zapata, Hernandez-Lopez e Balam (2023). Realizando uma regressão exponencial do tipo

$$\|e\| = a \cdot 10^{mt}$$

para $t \geq 0,1$, encontra-se $m = -9,80$, $m = -10,01$ e $m = -9,60$ para os respectivos modelos.

3.4.4.3 Escoamento sobre um cilindro

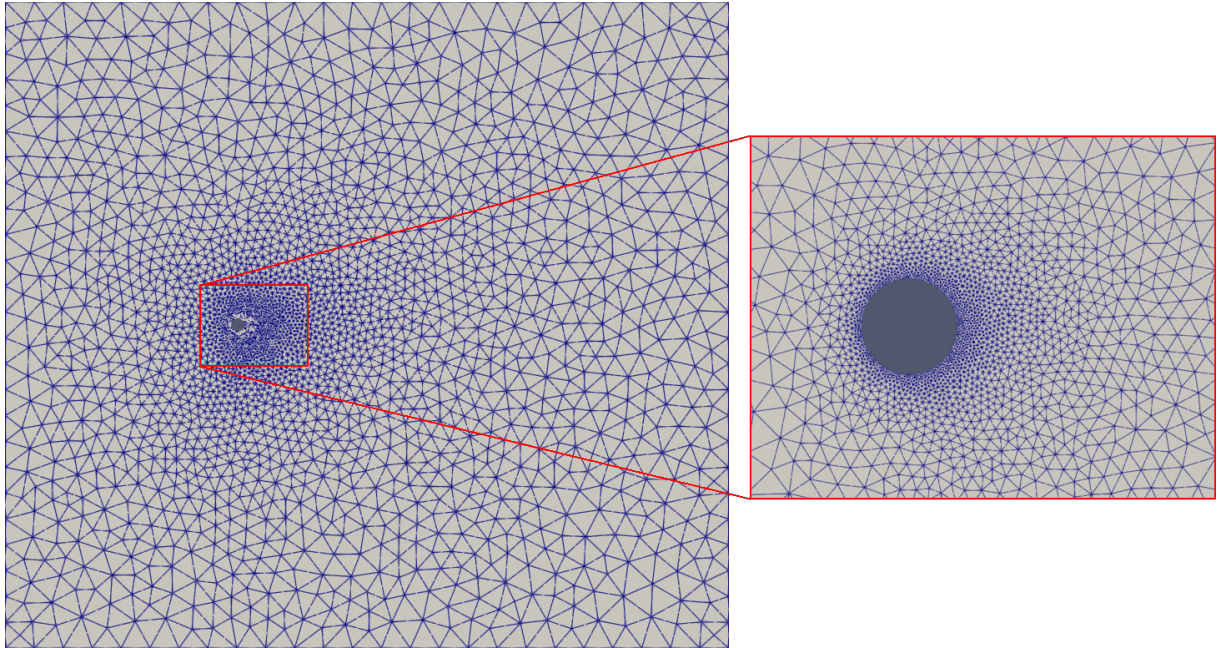
Para o seguinte problema considerou-se um cilindro circular de raio $R = 0,5$ em um domínio retangular $\Omega = [0, 112R] \times [0, 100R]$, sendo o centro do cilindro posicionado sobre o ponto $(36, 50)R$. As condições de contorno consideradas foram de entrada na face esquerda ($x_1 = 0$) do domínio ($\mathbf{u} = \{u_\infty, 0\}^T$), condição de velocidade vertical nula nas faces inferior e superior ($u_2 = 0$ em $x_2 = 0$ e $x_2 = 100R$) e pressão nula no ponto $(112, 100)R$. Como condição inicial aplicou-se uma velocidade $\mathbf{u} = \{u_\infty, 0\}^T$ em todo o domínio. A densidade do fluido foi de $\rho = 1$ com viscosidade $\nu = 0,01$ e uma velocidade $u_\infty = 1$, que, ao considerar o comprimento característico como o diâmetro do cilindro, obtém-se $Re = 100$.

Para a simulação numérica, considerou-se a malha apresentada na Figura 24, a qual possui 8106 elementos finitos, simulada em VMS de aproximação linear (12546 graus de liberdade), quadrática (49410 graus de liberdade) e LES com elemento P2P1 (37122 graus de liberdade). O intervalo de tempo foi de $t \in [0, 200]$ com passos de $\Delta t = 0,1$.

Para análise dos resultados determinou-se os coeficientes de arrasto (*Drag* C_D) e de sustentação (*lift* C_L), dados respectivamente por:

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho \|\mathbf{u}_\infty\|^2 L} \text{ e} \quad (3.173a)$$

Figura 24 – Malha utilizada para a simulação de escoamento sobre um cilindro.



Fonte: Autoria Própria (2023).

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho \|u_\infty\|^2 L}, \quad (3.173b)$$

em que F_D e F_L são as forças de arrasto e de sustentação, calculados como:

$$F_D = \int_{\Gamma_S} \sigma_{1j} n_j d\Gamma_S \mathbf{e} \quad (3.174a)$$

$$F_L = \int_{\Gamma_S} \sigma_{2j} n_j d\Gamma_S, \quad (3.174b)$$

sendo Γ_S a fronteira do cilindro e \mathbf{n} o vetor normal à Γ_S .

Outro parâmetro possível de se verificar é o número de Strouhal (St), que se trata de um número adimensional que busca relacionar a frequência de oscilação devido à formação de vórtices e a velocidade do fluido. Esse parâmetro pode ser determinado por:

$$St = \frac{f_v L}{\|u_\infty\|}, \quad (3.175)$$

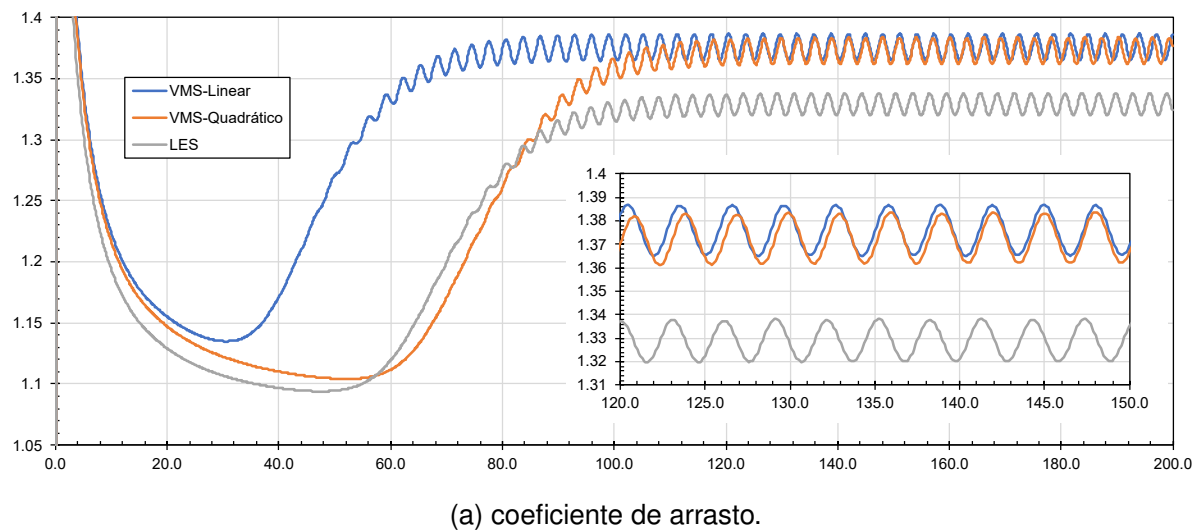
sendo f_v a frequência de despreendimento de vórtices.

A Figura 25 apresenta os coeficientes de arrasto e de sustentação obtidos na simulações e as Figuras 26 e 27 apresentam os campos de velocidades e de pressões atuantes no cilindro nos instantes $t = 60$ e $t = 120$.

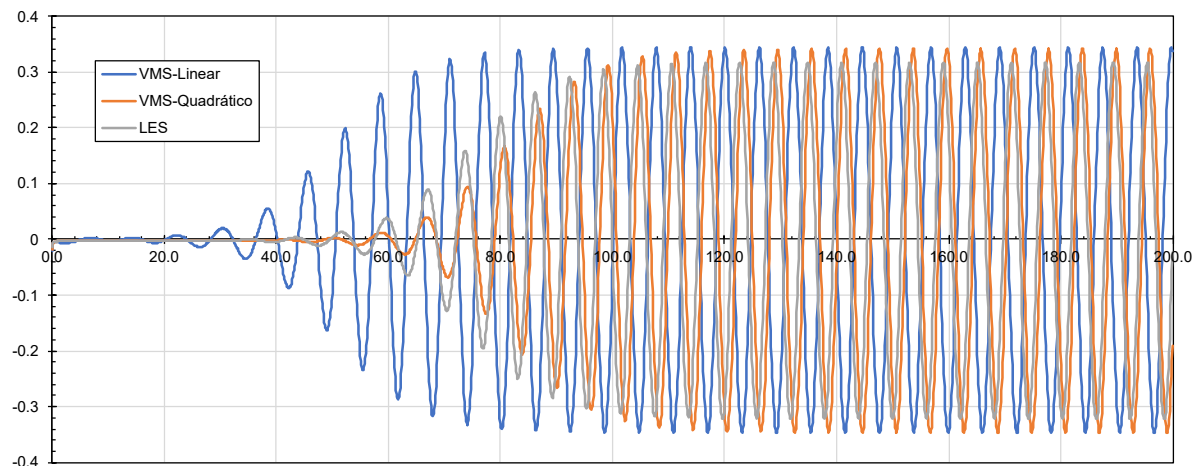
Os valores da média e da amplitude dos coeficientes de arrasto e de sustentação após o instante $t = 120$, assim como o número de Strouhal são apresentados na Tabela 1.

Comparando-se os números de Strouhal calculados com aqueles obtidos por Tezduyar et al. (1992), os quais verificaram St entre 0,166 e 0,170, Najafi, Arefmanesh e Enjilela (2012), com valor de 0,182, e Codina et al. (2006), com valores entre 0,177 e 0,184. As

Figura 25 – Valores ao longo do tempo de:



(a) coeficiente de arrasto.



(b) coeficiente de sustentação.

Fonte: Autoria Própria (2023).

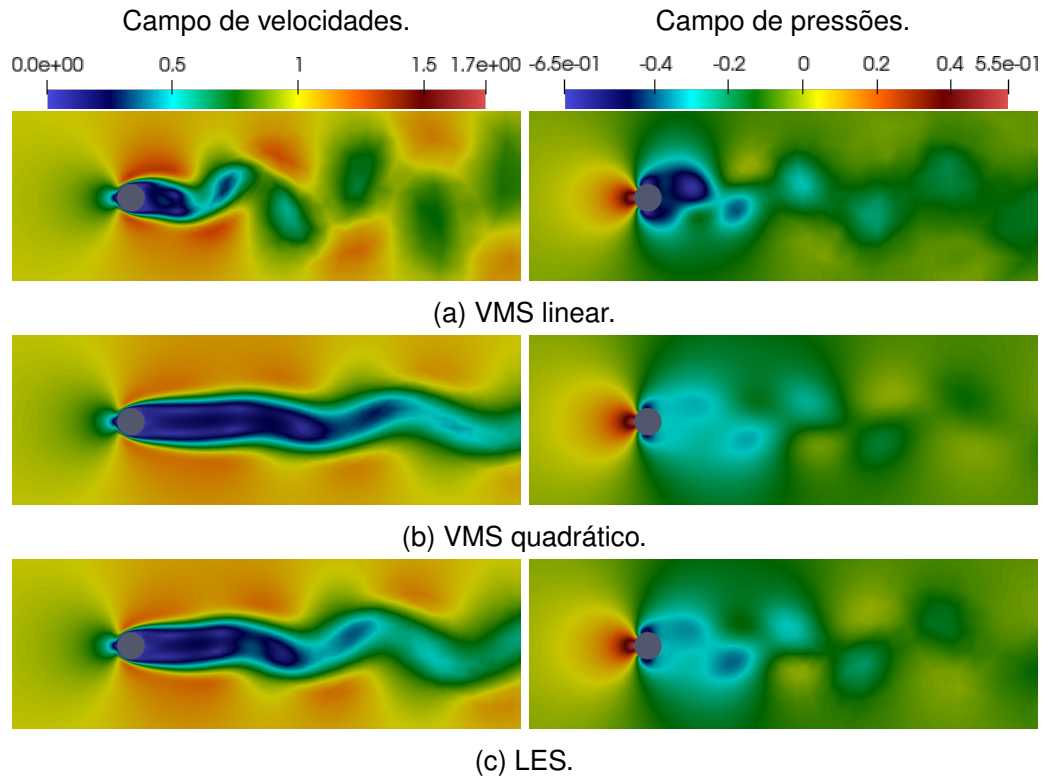
Tabela 1 – Valores das propriedades dos coeficientes de arrasto e de sustentação para os modelos analisados.

Param.	VMS-Lin		VMS-Qua		LES	
	Arrasto	Sustentação	Arrasto	Sustentação	Arrasto	Sustentação
Amplitude	0,01083	0,34519	0,01130	0,34377	0,00930	0,31968
Média	1,37590	-0,00009	1,37273	-0,00760	1,32901	-0,00464
Strouhal	0,16393		0,16667		0,16393	

Fonte: Autoria Própria (2023).

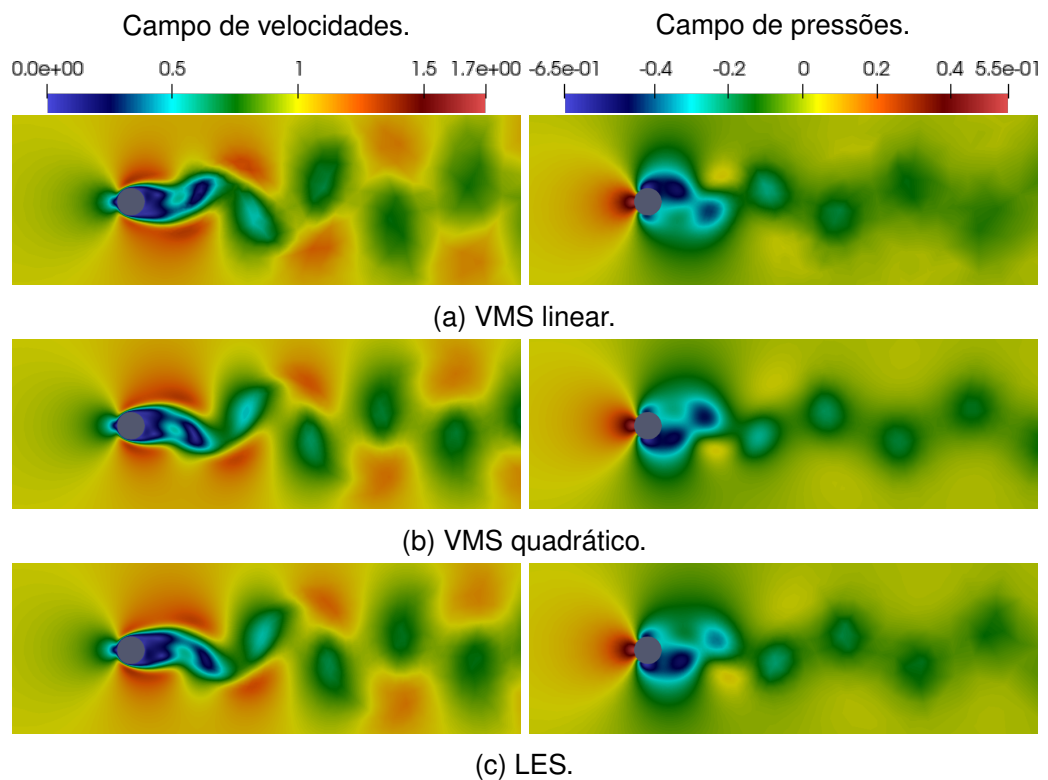
variações observadas entre os resultados dos diferentes autores podem ser devidas às diferenças nas dimensões dos domínios utilizados, assim como as diferentes condições de contorno aplicadas por cada um. No entanto ainda observa-se que em todos os casos os valores calculados nas simulações ainda são bem próximos. Vale observar ainda que a simulação VMS linear apresentou um amortecimento menor em relação ao início das oscilações, porém converge para valores muito próximos ao quadrático ao longo do tempo.

Figura 26 – Resultados no instante $t = 60$.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Figura 27 – Resultados no instante $t = 120$.



Fonte: Autoria Própria (2023).

Já a simulação LES inicia sua oscilação próxima ao VMS quadrático, entretanto com uma média de oscilação menor que a do VMS, em especial ao se observar o coeficiente de arrasto. Tal efeito pode ser devido ao relatado por Germano et al. (1991), Hughes, Mazzei e Jansen (2000), que apontam a ocorrência de um amortecimento excessivo provocado pelo tensor SGS de Smagorinsky.

4 RESULTADOS ESPERADOS

Ao término do trabalho, espera-se implementar em linguagem de programação C++ os modelos de turbulência baseados em *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*, *Large Eddy Simulation* e *Variational Multi-Scale*, assim como também fazer a implementação de elementos de casca para simulação de elementos sólidos, para posteriormente realizar a Interação Fluido-Estrutura utilizando essas formulações. Dessa forma, deseja-se poder observar e comparar os modelos de turbulência com resultados obtidos na literatura.

REFERÊNCIAS

- AHRENS, J.; GEVECI, B.; LAW, C. Paraview: An end-user tool for large data visualization. **The visualization handbook**, v. 717, n. 8, 2005.
- ALFONSI, G. Reynolds-averaged navier–stokes equations for turbulence modeling. **Applied Mechanics Reviews**, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, v. 62, n. 4, 2009.
- ARGYRIS, J. An excursion into large rotations. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 32, n. 1-3, p. 85–155, 1982.
- BAILLY, C.; COMTE-BELLOT, G. **Turbulence**. [S.l.]: Springer, 2015.
- BASSI, F. et al. Discontinuous galerkin solution of the reynolds-averaged navier–stokes and $k-\omega$ turbulence model equations. **Computers & Fluids**, Elsevier, v. 34, n. 4-5, p. 507–540, 2005.
- BATTINI, J.-M.; PACOSTE, C. On the choice of the linear element for corotational triangular shells. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 195, n. 44-47, p. 6362–6377, 2006.
- BAZILEVS, Y.; AKKERMANN, I. Large eddy simulation of turbulent taylor–couette flow using isogeometric analysis and the residual-based variational multiscale method. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 229, n. 9, p. 3402–3414, 2010.
- BAZILEVS, Y. et al. Variational multiscale residual-based turbulence modeling for large eddy simulation of incompressible flows. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 197, n. 1-4, p. 173–201, 2007.
- _____. 3d simulation of wind turbine rotors at full scale. part i: Geometry modeling and aerodynamics. **International journal for numerical methods in fluids**, Wiley Online Library, v. 65, n. 1-3, p. 207–235, 2011.
- _____. Ale–vms formulation for stratified turbulent incompressible flows with applications. **Mathematical Models and Methods in Applied Sciences**, World Scientific, v. 25, n. 12, p. 2349–2375, 2015.
- BAZILEVS, Y.; TAKIZAWA, K.; TEZDUYAR, T. E. **Computational fluid-structure interaction: methods and applications**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2013.
- BROOKS, A. N.; HUGHES, T. J. Streamline upwind/petrov-galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible navier-stokes equations. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 32, n. 1-3, p. 199–259, 1982.
- CARRAZEDO, R.; CODA, H. B. Alternative positional fem applied to thermomechanical impact of truss structures. **Finite Elements in Analysis and Design**, Elsevier, v. 46, n. 11, p. 1008–1016, 2010.
- CHOU, P. Y. On velocity correlations and the solutions of the equations of turbulent fluctuation. **Quarterly of applied mathematics**, v. 3, n. 1, p. 38–54, 1945.

CHUNG, J.; HULBERT, G. A time integration algorithm for structural dynamics with improved numerical dissipation: the generalized- α method. 1993.

CODA, H. B. Two dimensional analysis of inflatable structures by the positional fem. **Latin American Journal of Solids and Structures**, v. 6, n. 3, p. 187–212, 2009.

CODA, H. B.; GRECO, M. A simple fem formulation for large deflection 2d frame analysis based on position description. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 193, n. 33-35, p. 3541–3557, 2004.

CODA, H. B.; PACCOLA, R. R. An alternative positional fem formulation for geometrically non-linear analysis of shells: curved triangular isoparametric elements. **Computational Mechanics**, Springer, v. 40, n. 1, p. 185–200, 2007.

_____. Unconstrained finite element for geometrical nonlinear dynamics of shells. **Mathematical problems in engineering**, Hindawi, v. 2009, 2009.

_____. Improved finite element for 3d laminate frame analysis including warping for any cross-section. **Applied Mathematical Modelling**, Elsevier, v. 34, n. 4, p. 1107–1137, 2010.

CODINA, R. et al. Numerical comparison of cbs and sgs as stabilization techniques for the incompressible navier–stokes equations. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, Wiley Online Library, v. 66, n. 10, p. 1672–1689, 2006.

DAVIDSON, L. The pans $k-\varepsilon$ model in a zonal hybrid rans–les formulation. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Elsevier, v. 46, p. 112–126, 2014.

DONEA, J.; GIULIANI, S.; HALLEUX, J.-P. An arbitrary lagrangian-eulerian finite element method for transient dynamic fluid-structure interactions. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 33, n. 1-3, p. 689–723, 1982.

DONEA, J.; HUERTA, A. **Finite element methods for flow problems**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2003.

DUMON, A.; ALLERY, C.; AMMAR, A. Proper general decomposition (pgd) for the resolution of navier–stokes equations. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 230, n. 4, p. 1387–1407, 2011.

FERNANDES, J. W. D. **Técnica de superposição de modelos estabilizada para análise de interação fluido-estrutura**. 2020. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2020.

FERNANDES, J. W. D.; CODA, H. B.; SANCHES, R. A. K. Ale incompressible fluid–shell coupling based on a higher-order auxiliary mesh and positional shell finite element. **Computational Mechanics**, Springer, v. 63, n. 3, p. 555–569, 2019.

GERMANO, M. et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, American Institute of Physics, v. 3, n. 7, p. 1760–1765, 1991.

GEUZAIN, C.; REMACLE, J.-F. Gmsh: A 3-d finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities. **International journal for numerical methods in engineering**, Wiley Online Library, v. 79, n. 11, p. 1309–1331, 2009.

GHIA, U.; GHIA, K. N.; SHIN, C. High-re solutions for incompressible flow using the navier-stokes equations and a multigrid method. **Journal of computational physics**, Elsevier, v. 48, n. 3, p. 387–411, 1982.

GHOSAL, S.; MOIN, P. The basic equations for the large eddy simulation of turbulent flows in complex geometry. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 118, n. 1, p. 24–37, 1995.

HÅKANSSON, A. et al. Experimental validation of $k-\varepsilon$ rans-cfd on a high-pressure homogenizer valve. **Chemical engineering science**, Elsevier, v. 71, p. 264–273, 2012.

HAMMER, P.; MARLOWE, O.; STROUD, A. Numerical integration over simplexes and cones. **Mathematical Tables and Other Aids to Computation**, JSTOR, v. 10, n. 55, p. 130–137, 1956.

HOU, G.; WANG, J.; LAYTON, A. Numerical methods for fluid-structure interaction—a review. **Communications in Computational Physics**, Cambridge University Press, v. 12, n. 2, p. 337–377, 2012.

HRON, J.; MÁDLÍK, M. Fluid-structure interaction with applications in biomechanics. **Nonlinear analysis: real world applications**, Elsevier, v. 8, n. 5, p. 1431–1458, 2007.

HUGHES, T. J. Multiscale phenomena: Green's functions, the dirichlet-to-neumann formulation, subgrid scale models, bubbles and the origins of stabilized methods. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 127, n. 1-4, p. 387–401, 1995.

HUGHES, T. J. et al. The variational multiscale method—a paradigm for computational mechanics. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 166, n. 1-2, p. 3–24, 1998.

HUGHES, T. J.; FRANCA, L. P.; HULBERT, G. M. A new finite element formulation for computational fluid dynamics: Viii. the galerkin/least-squares method for advective-diffusive equations. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 73, n. 2, p. 173–189, 1989.

HUGHES, T. J.; LIU, W. K. Nonlinear finite element analysis of shells: Part i. three-dimensional shells. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 26, n. 3, p. 331–362, 1981.

HUGHES, T. J.; MAZZEI, L.; JANSEN, K. E. Large eddy simulation and the variational multiscale method. **Computing and visualization in science**, Springer, v. 3, n. 1, p. 47–59, 2000.

HUGHES, T. J.; OBERAI, A. A. The variational multiscale formulation of les with application to turbulent channel flows. In: **Geometry, mechanics, and dynamics**. [S.l.]: Springer, 2002. p. 223–239.

IBRAHIMBEGOVIC, A.; TAYLOR, R. L. On the role of frame-invariance in structural mechanics models at finite rotations. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 191, n. 45, p. 5159–5176, 2002.

IRGENS, F. **Continuum mechanics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2008.

JANSEN, K. E.; WHITING, C. H.; HULBERT, G. M. A generalized- α method for integrating the filtered navier–stokes equations with a stabilized finite element method. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, Elsevier, v. 190, n. 3-4, p. 305–319, 2000.

KANCHI, H.; MASUD, A. A 3d adaptive mesh moving scheme. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, Wiley Online Library, v. 54, n. 6-8, p. 923–944, 2007.

KARAGIOZIS, K. et al. A computational study of supersonic disk-gap-band parachutes using large-eddy simulation coupled to a structural membrane. **Journal of Fluids and Structures**, Elsevier, v. 27, n. 2, p. 175–192, 2011.

KATOPODES, N. Free-surface flow, chapter 8-turbulent flow. **Environmental Fluid Mechanics**, p. 566–650, 2019.

LAI, W. M. et al. **Introduction to continuum mechanics**. [S.l.]: Butterworth-Heinemann, 2009.

LARSEN, B. E.; FUHRMAN, D. R. On the over-production of turbulence beneath surface waves in reynolds-averaged navier–stokes models. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 853, p. 419–460, 2018.

LINDFIELD, G.; PENNY, J. Chapter 5 - solution of differential equations. In: LINDFIELD, G.; PENNY, J. (Ed.). **Numerical Methods (Fourth Edition)**. Fourth edition. Academic Press, 2019. p. 239–299. ISBN 978-0-12-812256-3. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780128122563000142>>.

LING, J.; TEMPLETON, J. Evaluation of machine learning algorithms for prediction of regions of high reynolds averaged navier stokes uncertainty. **Physics of Fluids**, AIP Publishing LLC, v. 27, n. 8, p. 085103, 2015.

MALVERN, L. E. **Introduction to the Mechanics of a Continuous Medium**. [S.l.: s.n.], 1969.

MARIONI, Y. F. et al. A machine learning approach to improve turbulence modelling from dns data using neural networks. **International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power**, MDPI, v. 6, n. 2, p. 17, 2021.

MASE, G. T.; SMELSER, R. E.; MASE, G. E. **Continuum mechanics for engineers**. [S.l.]: CRC press, 2009.

MICHLER, C. et al. A monolithic approach to fluid–structure interaction. **Computers & fluids**, Elsevier, v. 33, n. 5-6, p. 839–848, 2004.

MOENG, C.-H.; SULLIVAN, P. P. Large-eddy simulation. **Encyclopedia of atmospheric sciences**, Citeseer, v. 2, p. 232–240, 2015.

NAJAFI, M.; AREFMANESH, A.; ENJILELA, V. Meshless local petrov–galerkin method-higher reynolds numbers fluid flow applications. **Engineering Analysis with Boundary Elements**, Elsevier, v. 36, n. 11, p. 1671–1685, 2012.

OLAD, P. et al. Towards best practice recommendations for turbulence modelling of high-pressure homogenizer outlet chambers–numerical validation using dns data. **Chemical Engineering Science**, Elsevier, v. 258, p. 117748, 2022.

PARENTE, A. et al. Improved $k-\epsilon$ model and wall function formulation for the rans simulation of abl flows. **Journal of wind engineering and industrial aerodynamics**, Elsevier, v. 99, n. 4, p. 267–278, 2011.

PICANO, F.; BREUGEM, W.-P.; BRANDT, L. Turbulent channel flow of dense suspensions of neutrally buoyant spheres. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 764, p. 463–487, 2015.

PIMENTA, P.; CAMPELLO, E.; WRIGGERS, P. A fully nonlinear multi-parameter shell model with thickness variation and a triangular shell finite element. **Computational Mechanics**, Springer, v. 34, n. 3, p. 181–193, 2004.

PIMENTA, P. d. M.; CAMPELLO, E. d. M. B.; WRIGGERS, P. An exact conserving algorithm for nonlinear dynamics with rotational dofs and general hyperelasticity. part 1: Rods. **Computational Mechanics**, Springer, v. 42, n. 5, p. 715–732, 2008.

PIOMELLI, U. Large-eddy simulation: achievements and challenges. **Progress in aerospace sciences**, Elsevier, v. 35, n. 4, p. 335–362, 1999.

POPIOLEK, T. L. Análise de escoamentos incompressíveis utilizando simulação de grandes escalas e adaptação de malhas. 2005.

REDDY, J. N.; GARTLING, D. K. **The finite element method in heat transfer and fluid dynamics**. [S.l.]: CRC press, 2010.

RICHTER, T. **Fluid-structure interactions: models, analysis and finite elements**. [S.l.]: Springer, 2017. v. 118.

ROUX, F.-X. Domain decomposition methodology with robin interface matching conditions for solving strongly coupled problems. In: SPRINGER. **Computational Science–ICCS 2008: 8th International Conference, Kraków, Poland, June 23–25, 2008, Proceedings, Part II 8**. [S.l.], 2008. p. 311–320.

RUESS, M. et al. Weakly enforced essential boundary conditions for nurbs-embedded and trimmed nurbs geometries on the basis of the finite cell method. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, Wiley Online Library, v. 95, n. 10, p. 811–846, 2013.

SANCHES, R. A. **Métodos numéricos para interação fluido-estrutura**. 2022.

SANCHES, R. A.; CODA, H. B. Unconstrained vector nonlinear dynamic shell formulation applied to fluid structure interaction. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, Elsevier, v. 259, p. 177–196, 2013.

SANCHES, R. A. K.; CODA, H. B. On fluid–shell coupling using an arbitrary lagrangian–eulerian fluid solver coupled to a positional lagrangian shell solver. **Applied Mathematical Modelling**, Elsevier, v. 38, n. 14, p. 3401–3418, 2014.

ŠEKUTKOVSKI, B. et al. A partitioned solution approach for the fluid–structure interaction of thin-walled structures and high-reynolds number flows using rans and hybrid rans–les turbulence models. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 113, p. 106629, 2021.

SHAPIRO, A. The use of an exact solution of the navier–stokes equations in a validation test of a three-dimensional nonhydrostatic numerical model. **Monthly weather review**, v. 121, n. 8, p. 2420–2425, 1993.

SHAUGHNESSY, E. J.; KATZ, I. M.; SCHAFFER, J. P. **Introduction to fluid mechanics**. [S.l.]: Oxford University Press New York, 2005. v. 8.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations: I. the basic experiment. **Monthly weather review**, American Meteorological Society, v. 91, n. 3, p. 99–164, 1963.

SONDAK, D. et al. A new class of finite element variational multiscale turbulence models for incompressible magnetohydrodynamics. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 295, p. 596–616, 2015.

SPEZIALE, C. G. Analytical methods for the development of reynolds-stress closures in turbulence. **Annual review of fluid mechanics**, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 23, n. 1, p. 107–157, 1991.

TAKIZAWA, K. et al. Stabilized space–time computation of wind-turbine rotor aerodynamics. **Computational Mechanics**, Springer, v. 48, p. 333–344, 2011.

TAKIZAWA, K.; TEZDUYAR, T. E. Multiscale space–time fluid–structure interaction techniques. **Computational Mechanics**, Springer, v. 48, n. 3, p. 247–267, 2011.

TENNEKES, H. et al. **A first course in turbulence**. [S.l.]: MIT press, 1972.

TERAHARA, T. et al. Heart valve isogeometric sequentially-coupled fsi analysis with the space–time topology change method. **Computational Mechanics**, Springer, v. 65, p. 1167–1187, 2020.

TEZDUYAR, T. E. Stabilized finite element formulations for incompressible flow computations. **Advances in applied mechanics**, Elsevier, v. 28, p. 1–44, 1991.

TEZDUYAR, T. E. et al. Incompressible flow computations with stabilized bilinear and linear equal-order-interpolation velocity-pressure elements. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, Elsevier, v. 95, n. 2, p. 221–242, 1992.

WANG, K. et al. Algorithms for interface treatment and load computation in embedded boundary methods for fluid and fluid–structure interaction problems. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, Wiley Online Library, v. 67, n. 9, p. 1175–1206, 2011.

WICK, T.; WOLLNER, W. Optimization with nonstationary, nonlinear monolithic fluid-structure interaction. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, Wiley Online Library, v. 122, n. 19, p. 5430–5449, 2021.

XIAO, W. et al. Immersed boundary method for multiphase transport phenomena. **Reviews in Chemical Engineering**, De Gruyter, v. 38, n. 4, p. 363–405, 2022.

YAN, B. et al. A three-dimensional immersed boundary method based on an algebraic forcing-point-searching scheme for water impact problems. **Ocean Engineering**, Elsevier, v. 233, p. 109189, 2021.

YOKOKAWA, M. et al. 16.4-tflops direct numerical simulation of turbulence by a fourier spectral method on the earth simulator. In: IEEE. **SC'02: Proceedings of the 2002 ACM/IEEE Conference on Supercomputing**. [S.l.], 2002. p. 50–50.

ZAPATA, M. U.; HERNANDEZ-LOPEZ, F. J.; BALAM, R. I. A parallel unstructured multi-color sor solver for 3d navier–stokes equations on graphics processing units. **Computers & Fluids**, Elsevier, p. 105909, 2023.

ZHAO, X. et al. Numerical modeling of wave interactions with coastal structures by a constrained interpolation profile/immersed boundary method. **International journal for numerical methods in fluids**, Wiley Online Library, v. 81, n. 5, p. 265–283, 2016.

ZHENG, K. et al. Numerical simulation of water entry of a wedge using a modified ghost-cell immersed boundary method. **Journal of Marine Science and Technology**, Springer, v. 25, p. 589–608, 2020.