

---

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA COMPUTACIONAL DE  
INTERAÇÃO FLUIDO ESTRUTURA SOBRE  
CILINDROS QUADRADOS**

---

**João Victor Pereira Jarczewski**



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA  
CURSO DE ENGENHARIA AERONÁUTICA

Uberlândia  
2022

**João Victor Pereira Jarczewski**

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA COMPUTACIONAL DE  
INTERAÇÃO FLUIDO ESTRUTURA SOBRE  
CILINDROS QUADRADOS**

Projeto de Conclusão de Curso apresentado ao Curso de Graduação em Engenharia Aeronáutica da Faculdade de Engenharia Mecânica como pré-requisito para a obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Aeronáutica.

Área de concentração: Simulação Numérica, Interação fluido estrutura

Orientador: Prof.Dr. João Marcelo Vedovotto

Uberlândia

2022



### ATA DE DEFESA - GRADUAÇÃO

Curso de Graduação em:	ENGENHARIA AERONÁUTICA				
Defesa de:	PROJETO DE CONCLUSÃO DE CURSO - FEMEC43100				
Data:	06/05/2022	Hora de início:	09:00	Hora de encerramento:	10:20
Matrícula do Discente:	11621EAR011				
Nome do Discente:	João Víctor Pereira Jarczewski				
Título do Trabalho:	Simulação Numérica Computacional de Interação Fluido Estrutura sobre Cilindros Quadrados				

Reuniu-se remotamente, por meio da Plataforma Digital Teams, link de acesso do orientador, a Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Curso de Graduação em Engenharia Aeronáutica, assim composta: Prof. João Marcelo Vedovotto (FEMEC/UFU), orientador do candidato, Prof. Giuliano Gardolinski Venson (FEMEC/UFU) e Eng. Msc. Rodrigo Cavalcanti Ribeiro Lima (FEMEC/UFU).

Iniciando os trabalhos, o(a) presidente da mesa, Prof. João Marcelo Vedovotto, apresentou a Comissão Examinadora e o candidato, agradeceu a presença do público, e concedeu ao discente a palavra, para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação da discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do curso.

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

Aprovado, Nota: 90.

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



Documento assinado eletronicamente por **Giuliano Gardolinski Venson, Professor(a) do Magistério Superior**, em 06/05/2022, às 10:48, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **João Marcelo Vedovotto, Professor(a) do Magistério Superior**, em 06/05/2022, às 10:49, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Rodrigo Cavalcanti Ribeiro Lima, Usuário Externo**, em 06/05/2022, às 10:57, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site [https://www.sei.ufu.br/sei/controlador\\_externo.php?acao=documento\\_conferir&id\\_orgao\\_acesso\\_externo=0](https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0), informando o código verificador **3575600** e o código CRC **77D88542**.

*A Deus, por estar sempre ao meu lado, iluminando meus passos e auxiliando-me na tomada de decisões.*

*À minha mãe, Alessandra, e ao meu pai, Clayton, que sempre me indicaram o caminho do bem e da honestidade, e muito se orgulham desse momento.*

---

# Agradecimentos

Agradeço, primeiramente, a Deus, por ter me permitido concluir este projeto. Sem a presença do Senhor, nada é possível.

Muitos foram aqueles que, de forma direta ou indireta, colaboraram para o surgimento e aperfeiçoamento do presente trabalho. Uma obra não começa nem termina sem o incentivo de muitas pessoas.

Por isso, agradeço ao caro professor Doutor João Marcelo Vedovotto, professor da Universidade Federal de Uberlândia, pela serenidade e sabedoria na orientação, que me encorajou a realizar essa pesquisa e sempre se mostrou disposto em transmitir o conhecimento.

Da Universidade Federal de Uberlândia, agradeço aos meus colegas e amigos da 14ª turma de engenharia aeronáutica, pelo apoio e pela convivência agradável.

Da mesma forma, agradeço aos professores e servidores da Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, pela presteza com que sempre me orientaram nas mais diversas questões e pelos ensinamentos transmitidos que em muito contribuíram para o meu aperfeiçoamento como profissional.

Em especial, agradeço à Mellanie Nabak, por ter estado sempre ao meu lado, me incentivando incondicionalmente a realizar este trabalho e também pelo apoio em todos os momentos.

Por fim gostaria de agradecer à banca examinadora pelo tempo despendido na avaliação deste trabalho.

*“Há um ditado que ensina "o gênio é uma grande paciência"; sem pretender ser gênio, teimei em ser um grande paciente. As invenções são, sobretudo, o resultado de um trabalho teimoso, em que não deve haver lugar para o esmorecimento”*  
*(Santos Dumont).*

---

# Resumo

A pesquisa na área de dinâmica de fluidos computacional em escoamentos turbulentos, juntamente com a interação Fluido-Estrutura, é de extrema importância para o meio acadêmico e também para a indústria, destacando-se os setores de engenharia marítima e engenharia aeroespacial. Os padrões industriais utilizados atualmente exigem métodos de dinâmica computacional (CFD) cada vez mais precisos para investigar e descrever o comportamento de diversos sistemas mecânicos e seus fenômenos físicos. Tendo como interesse o campo de aplicações da engenharia marítima e offshore prever o comportamento fluidodinâmico em estruturas flutuantes - como risers, spools e plataformas -, vários desafios são impostos, como a interferência complexa de esteira, vibrações e outras instabilidades inerentes ao escoamento. Nesse sentido, este trabalho teve como objetivo realizar simulações numéricas de interação Fluido-Estrutura, decorrente dos fenômenos de vibração induzida por vórtice (do inglês, *vortex induced vibration*), ou VIV, em estruturas marítimas. Utilizando a plataforma MFsim, buscou-se implementar o problema de VIV para entender quais são os parâmetros que caracterizam este fenômeno físico. Foi realizado o estudo sobre o fenômeno de VIV aplicado a cilindros de seção transversal quadrada, com dois graus de liberdade e em escoamentos a baixo número de Reynolds. Para estudar este fenômeno, uma série de condições de interação fluido-estrutura foi simulada sistematicamente, considerando um sistema massa-mola, para diferentes velocidades reduzidas. Além dessas, foram realizadas ainda simulações adicionais com uma malha inicial mais refinada, a fim de demonstrar que a malha computacional utilizada neste estudo teve efeitos de erros numéricos desprezíveis nos resultados. Após o pós-processamento e análises qualitativas, foi possível compreender os principais parâmetros decorrentes da Interação Fluido-Estrutura (IFE) e como o fenômeno secundário de Lock-in acontece quando na influência do VIV.

**Palavras-chave:** Fluidodinâmica computacional, Simulação Numérica, Interação fluido-estrutura, Cilindros quadrados, Vibração induzida por vórtices.

---

# Abstract

Research in the computational fluid dynamics field for turbulent flows along with fluid structure interaction is of extreme importance for the academic and industrial fields, mainly in the marine engineering and aerospace sectors. The industry standards used today require each time more precise CFD methods to investigate and describe the behavior of various mechanical systems and its physical phenomena. Interested in the applications in the marine field and offshore engineering, for the dynamic fluid behavior prediction in floating offshore structures - such as risers, spools and platforms -, a great amount of challenges is faced, such as the complex interference of wake, vibrations and other instabilities inherent to the flow. In this sense, this work aimed at performing numerical simulations of fluid-structure interaction resulting from Vortex-induced vibration phenomena (VIV) in marine structures. Through the MFsim platform, the VIV problem was modeled in order to better understand the parameters that characterize this physical phenomenon. The study was carried out on the phenomenon of VIV applied to cylinders of square cross section with 2 degrees of freedom in flows at low Reynolds number. To study this phenomenon, a series of fluid-structure interaction conditions were systematically simulated, considering a spring-mass system, for different reduced velocities. Moreover, additional simulations were performed with a more refined initial mesh, in order to demonstrate that the mesh used in this study had negligible numerical error on the numerical results. After post-processing the results and qualitatively analyzing it, it was possible to better understand the parameters from the fluid structure interaction e how the secondary Lock-in phenomenon occurs when under the VIV influence.

**Keywords:** Computational Fluid Dynamics, Numerical Simulation, Fluid-Structure Interaction, Square Cylinders, Vortex Induced Vibration.



---

## Lista de ilustrações

Figura 1 – Exemplo de falha catastrófica da Ponte de Tacoma . . . . .	14
Figura 2 – Esquemática de estruturas offshore e suas aplicações . . . . .	15
Figura 3 – Vista superior de um duto sujeito à VIV . . . . .	15
Figura 4 – Cilindros quadrados aplicados em plataforma semissubmersível . . . . .	17
Figura 5 – Frequências de desprendimento experimentais . . . . .	19
Figura 6 – Diagrama esquemático do domínio usado para simular o escoamento em torno de um cilindro quadrado com incidência zero. . . . .	21
Figura 7 – Malha utilizada em estudo presente na bibliografia . . . . .	22
Figura 8 – Distribuição da densidade espectral de energia . . . . .	25
Figura 9 – Representação da diferença entre a teoria de Timoshenko e Euler- bernouli . . . . .	30
Figura 10 – Esquemática simplificada da interação fluido estrutura . . . . .	31
Figura 11 – Evolução de um sistema de interação fluido-estrutura segundo aborda- gem particionada forte . . . . .	33
Figura 12 – Representação do domínio computacional . . . . .	37
Figura 13 – Condições de contorno ilustradas no domínio . . . . .	37
Figura 14 – Diagrama esquemático do domínio com as condições de contorno . . . . .	38
Figura 15 – Malha (M1) com 32 elementos iniciais ao longo de x . . . . .	39
Figura 16 – Domínio de cálculo com o cilindro imerso. . . . .	39
Figura 17 – Malha (M2) com 64 elementos iniciais ao longo de x . . . . .	41
Figura 18 – Número total de elementos para a malha M2 . . . . .	41
Figura 19 – Malha (M3) com 128 elementos iniciais ao longo de x . . . . .	42
Figura 20 – Número total de elementos para a malha M3 . . . . .	42
Figura 21 – Comparação da resposta em amplitude de vibração do cilindro para diferentes valores de velocidade reduzida . . . . .	45
Figura 22 – Trajetória XY para $U_r = 4$ . . . . .	46
Figura 23 – Trajetória XY para $U_r = 5$ . . . . .	46
Figura 24 – Trajetória XY para $U_r = 6$ . . . . .	47

Figura 25 – Trajetória XY para $U_r = 7$ . . . . .	47
Figura 26 – Representação do deslocamento inicial da estrutura para diferentes velocidades reduzidas . . . . .	48
Figura 27 – Corte no plano X-Y da malha euleriana com refinamento adaptativo de acordo com o critério de vorticidade . . . . .	49
Figura 28 – escoamento para $U_r = 5$ de acordo com o critério de vorticidade . . . . .	49
Figura 29 – Configuração de cilindros em tandem com 2 DOF . . . . .	52

---

## Lista de tabelas

Tabela 1 – Descrição das condições de contorno utilizadas . . . . .	38
Tabela 2 – Estudo de convergência nas condições $Re = 100$ , $m^* = 3$ e $U_r = 5$ . . . .	43

---

# Lista de siglas

**CFD** Dinâmica de Fluidos Computacional

**DOF** Degree of Freedom

**EDPs** Equações diferenciais parciais

**IFE** Interação Fluido-Estrutura

**VIV** Vortex-Induced Vibration

**VIF** Vibrações Induzidas por Fluxo

**LES** Large Eddy simulation

**DNS** Simulação Numérica Direta

**RANS** Reynolds-Averaged Navier-Stokes

**IBMs** Métodos de Fronteira Imersa

**MDF** Multi-direct Forcing

---

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>13</b>
1.1	Aplicações na engenharia marítima e offshore . . . . .	14
1.2	Motivação . . . . .	16
1.3	Objetivos . . . . .	17
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> . . . . .	<b>18</b>
2.1	Introdução . . . . .	18
2.2	VIV em Cilindros de Seção Quadrada . . . . .	19
<b>3</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b> . . . . .	<b>23</b>
<b>3.1</b>	<b>Simulação Computacional Fluido Dinâmica</b> . . . . .	<b>23</b>
3.1.1	Modelo Matemático Diferencial . . . . .	23
3.1.2	Modelo Numérico Fluidodinâmico . . . . .	24
3.1.3	Modelo Numérico Computacional . . . . .	27
<b>3.2</b>	<b>Modelo Numérico Estrutural</b> . . . . .	<b>29</b>
<b>3.3</b>	<b>Simulação computacional de Interação Fluido Estrutura</b> . . . . .	<b>30</b>
3.3.1	Tipos e Abordagens . . . . .	31
3.3.2	Acoplamento Fluido Estrutura . . . . .	32
<b>3.4</b>	<b>Características de VIV em Cilindros</b> . . . . .	<b>33</b>
<b>4</b>	<b>DESCRIÇÃO E CONDIÇÕES DE CONTORNO</b> . . . . .	<b>36</b>
4.1	Domínio Computacional . . . . .	36
4.2	Condições de Contorno . . . . .	37
4.3	Malha Inicial . . . . .	39
<b>5</b>	<b>SIMULAÇÕES E ANÁLISE DOS RESULTADOS</b> . . . . .	<b>40</b>
<b>5.1</b>	<b>Estudo de Convergência</b> . . . . .	<b>40</b>
5.1.1	Convergência de malha . . . . .	40
<b>5.2</b>	<b>Características e verificação da resposta</b> . . . . .	<b>43</b>

5.2.1	Amplitude de Vibração . . . . .	44
5.3	Trajétórias XY do cilindro em vibração livre . . . . .	45
5.4	Características do Escoamento . . . . .	48
6	CONCLUSÕES . . . . .	51
6.1	Trabalhos Futuros . . . . .	52
	REFERÊNCIAS . . . . .	53

---

## Introdução

A IFE tem recebido atenção crescente nas últimas décadas, uma vez que os escoamentos sobre corpos imersos se fazem presentes na natureza, em estruturas de engenharia e em diversas aplicações industriais.

Análises numéricas considerando a Interação Fluido-Estrutura estão se tornando comuns, devido à maior capacidade de processamento e precisão numérica dos computadores atuais. Além disso, há também uma crescente demanda por resultados mais precisos, capazes de representar com maior fidelidade os fenômenos físicos inerentes aos sistemas mecânicos em estudo.

Pode-se compreender o comportamento da Interação Fluido-Estrutura da seguinte forma: à medida que o escoamento fluidodinâmico atua na estrutura, carregamentos são provocados e, conseqüentemente, deformações na estrutura; esta, por sua vez, ao se deformar, interfere no padrão do escoamento do fluido. Essa interferência nos dois sentidos, Fluido-Estrutura e Estrutura-Fluido, basicamente é o que caracteriza o problema em discussão.

A investigação do comportamento de interação Fluido-Estrutura também é um assunto de suma importância no que diz respeito às questões de segurança e confiabilidade de muitos sistemas mecânicos. Interações Fluido-Estrutura podem levar a uma grande variedade de Vibrações Induzidas por Fluxo (VIF), tanto de forma catastrófica, quanto, em alguns casos, de forma interessante sob o ponto de vista da recuperação de energia em aplicações científicas e de engenharia.

Um conhecido exemplo a se mencionar a respeito da falha catastrófica, e que está ilustrado na figura(1), é o da Ponte de Tacoma. Afetada por vento lateral que provocou despreendimento de estruturas turbilhonares, a ponte sofreu destruição parcial, por meio da excitação estrutural causada pelo fenômeno aeroelástico de flutter.

Prever o comportamento da interação Fluido-Estrutura tem uma grande importância tanto para processos industriais, quanto para processos naturais. Com o advento do crescimento da computação e métodos avançados, a modelagem de IFE em grande escala começou a ser realizada. Com a descoberta de novos mecanismos físicos, podem-se

Figura 1 – Exemplo de falha catastrófica da Ponte de Tacoma



Fonte: Retirada de [Library of Congress \(TACOMA, 1940\)](#)

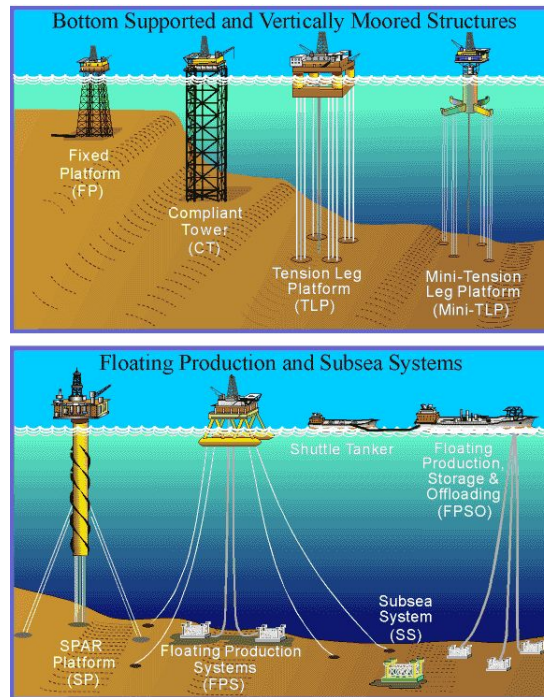
facilmente promover projetos e estratégias de controle dos fenômenos e comportamentos indesejados.

## 1.1 Aplicações na engenharia marítima e offshore

Os sistemas flutuantes offshore são sistemas dinâmicos acoplados e compostos por uma plataforma flutuante, risers - que podem ser compreendidos como trechos suspensos das tubulações que interligam as linhas de produção submarinas - e amarrações que interagem com as correntes e ondas oceânicas. Um exemplo desses sistemas flutuantes e seus componentes foi ilustrado na figura (2). Essas estruturas offshore sofrem vibrações auto-excitadas e instabilidades fluido-elásticas acopladas, o que representa um grande desafio para modelagem numérica e matemática.



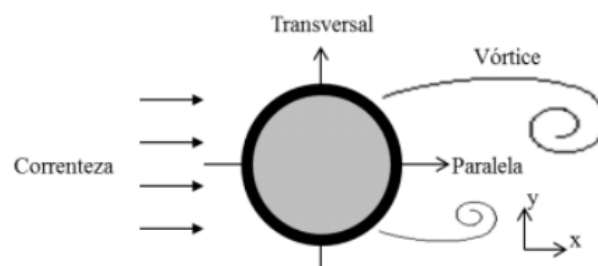
Figura 2 – Esquematisação de estruturas offshore e suas aplicações



Fonte: Retirada de [American Petroleum Institute \(API, 2021\)](#)

Dentre os problemas fundamentais relacionados ao projeto e à manutenção de estruturas offshore, destaca-se o fenômeno de vibrações induzidas por despreendimento de vórtices, do inglês, Vortex-Induced Vibration (**VIV**), que constituem uma excitação estrutural resultante da interação hidroelástica do fluido com a estrutura em questão, durante o movimento do fluido. Um exemplo desse tipo de interação foi ilustrado na figura(3).

Figura 3 – Vista superior de um duto sujeito à VIV



Fonte: Retirada de ([ARAKAKI-JUNIOR, 2016](#))

No caso tratado nesta aplicação, como o problema é de natureza fluidodinâmica muito complexa para ser resolvida analiticamente, em decorrência das não-linearidades do equacionamento, recomenda-se a utilização de métodos numéricos para sua resolução. Por se tratar de um fenômeno hidroelástico, a abordagem mais adequada - embora seja um pouco mais complexa -, para modelagem do fluido na análise de **VIV** é aquela baseada em Dinâmica de Fluidos Computacional (**CFD**), que representa a utilização de modelos

computacionais calcados na resolução numérica das equações da dinâmica dos fluidos e da dinâmica estrutural.

As oscilações do tipo **VIV** de tubos submersos são conhecidas por aumentarem o arrasto, podendo levar à fadiga estrutural. Uma das formas comprovadas de suprimir essa vibração, como proposto por (CARVALHO, 2021), leva em conta a utilização de dispositivos supressores de vórtices, conhecidos como strakes, que modificam o escoamento ao longo da tubulação, desviando a produção das estruturas de Von-Kármán para que atuem de forma menos coerente.

Essas vibrações induzidas pelo fluxo sobre corpos imersos são particularmente relevantes para estruturas offshore que são cada vez mais implantadas no ambiente oceânico. Sendo assim, através do uso de simulações de **IFE**, técnicas de controle de fluxo de forma passiva e ativa podem ser desenvolvidas. Essa percepção tem um impacto profundo na supressão dos **VIV** em risers e plataformas offshore.

## 1.2 Motivação

Prever o comportamento fluidodinâmico em estruturas flutuantes, risers, spools - entendidos como outros tipos de estruturas tubulares que também ligam as linhas de produção submarinas - e plataformas, torna-se uma tarefa desafiadora devido à interferência complexa da esteira, presença de vibrações induzidas por desprendimentos de estruturas turbilhonares e outras instabilidades elásticas de fluido. Estas instabilidades associadas às oscilações rítmicas e periódicas do movimento marítimo são indesejáveis para a fadiga dos risers e das amarrações.

Motivado pela existência de inúmeros artigos e livros didáticos de referência que já foram publicados sobre este tema, como resultado de intensas pesquisas realizadas para entender a física envolvida na **IFE**, notou-se que é preciso propor modelos matemáticos capazes de descrever o acoplamento de forma robusta e eficiente. O desenvolvimento de métodos numéricos apropriados demonstrou-se indispensável para a resolução das equações dos modelos físicos.

Alguns destes trabalhos e artigos mencionados foram apresentados na seção de revisão bibliográfica e serviram de base para a construção do entendimento sobre as aplicações do estudo da **IFE** para cilindros de base quadrada. A figura(4) a seguir mostra a utilização de estruturas com cilindros quadrados aplicados em plataformas semissubmersível.

Figura 4 – Cilindros quadrados aplicados em plataforma semissubmersível



Fonte: Retirada de [Petrobras](#) (COSTA, 2008)

### 1.3 Objetivos

O objetivo deste projeto foi configurar e reproduzir simulações computacionais de IFE para um caso de cilindro quadrado com dois graus de liberdade em escoamentos a baixo número de Reynolds, sujeito ao VIV, visando compreender os principais parâmetros deste fenômeno físico.

Foi utilizado o software MFSIM, desenvolvido no laboratório MFLAB da Universidade Federal de Uberlândia, com o intuito de promover uma avaliação qualitativa das respostas fluidodinâmicas incidentes na estrutura. Assim, buscou-se também fazendo uma análise comparativa com resultados de outros projetos publicado em artigos presentes na literatura.

---

## Revisão Bibliográfica

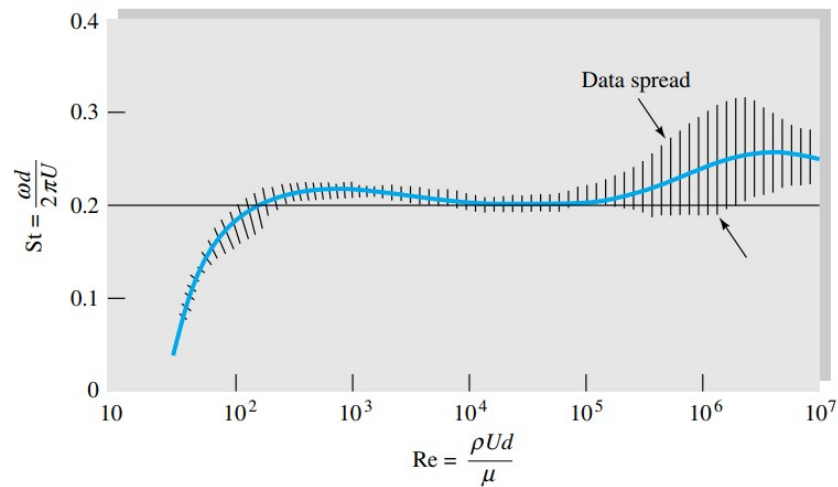
### 2.1 Introdução

Sistemas dinâmicos de interação Fluido-Estrutura acoplados exibem uma grande variedade de vibrações autoexcitadas, tanto de maneira útil, quanto destrutiva. Em particular, os ambientes oceânicos estão cheios de tais vibrações autoexcitadas, que constituem um problema interessante para a modelagem numérica e podem ter um impacto significativo nos sistemas usados na engenharia oceânica e offshore, incluindo ancoragens, risers, tubulações submarinas, grandes estruturas flutuantes e dispositivos de recuperação de energia.

Quando o sólido é deixado livre para vibrar na direção do fluxo cruzado, existe um forte acoplamento não linear entre o movimento e a dinâmica da esteira. Isso resulta em uma evolução complexa da frequência de desprendimento do fluxo que se desvia da lei de Strouhal, à medida que se aproxima da frequência natural da estrutura. Essa condição pode ser compreendida como um aprisionamento da frequência do escoamento à frequência da estrutura. Esse fenômeno é amplamente conhecido como o efeito de lock-in.

Na dinâmica da interação Fluido-Estrutura acoplada, o fenômeno de travamento de frequência (lock-in) pode ocorrer para uma determinada faixa de parâmetros de controle. Na ausência de movimento do corpo, a frequência de desprendimento de estruturas turbilhonares na esteira do objeto imerso aumenta proporcionalmente com a velocidade do fluxo de acordo com a lei de Strouhal, como pode ser observado na figura (5). Já no caso do lock-in, em que há o acoplamento Fluido-Estrutura, um sistema que possui esteiras de fluido com emissão de frequência característica, pode ter suas frequências desviadas de seus valores esperados, caso as mesmas sejam próximas da frequência do sistema estrutural.

Figura 5 – Frequências de desprendimento experimentais



Fonte: Retirada de (WHITE, 2021)

A faixa de lock-in, também conhecida como faixa de bloqueio, corresponde a um movimento oscilatório de grande amplitude do corpo imerso no fluido, que é de importância prática em estruturas offshore e marítimas. No caso da vibração induzida por vórtices VIV, a frequência do sistema de esteira instável se aproxima daquela do corpo oscilante, o que leva a uma força de sustentação oscilante com amplitude crescente de movimento, através de um deslocamento de ressonância não linear. Ou seja, neste fenômeno do VIV, o lock-in ocorre como fenômeno secundário.

As amplitudes de pico e a extensão do bloqueio, em termos de velocidade reduzida, são conhecidas por serem significativamente afetadas pela razão de massa entre a estrutura e o sistema fluido. Essa característica da interferência da razão de massa foi discutida mais adiante neste trabalho.

O limite superior da extensão do fenômeno de lock-in aumenta à medida que a proporção de massa da estrutura para o fluido diminui, o que foi confirmado através de estudos experimentais e teóricos. JAUVTIS; WILLIAMSON estudaram experimentalmente o fenômeno de VIV para uma configuração em dois graus de liberdade (do inglês, Degree of Freedom (DOF)), de um cilindro circular em baixas razões de massa. Foi relatado um novo ramo de resposta, chamado ramo super-superior, que ocorre quando a razão de massa  $m^*$  é maior do que seis no regime turbulento. A amplitude de vibração de pico no ramo super-superior pode ir até 1.5 vezes o diâmetro do cilindro.

## 2.2 VIV em Cilindros de Seção Quadrada

Existe um número muito limitado de estudos que consideram o fenômeno VIV com dois DOF para cilindros quadrados comparado com o fenômeno de VIV para cilindros circulares. A maioria dos estudos disponíveis trata de cilindros submetidos a oscilações características tipicamente com ângulo de incidência zero e propensos à instabilidade

galopante (um DOF). Comparado com os estudos de VIV em cilindros circulares, os estudos de VIV em cilindros quadrados têm sido muito menos investigados. A seguir foi apresentada uma série de estudos e validações realizados a respeito deste fenômeno, em cilindros com seção transversal quadrada.

ZHAO *et al.* conduziram experimentos em canais de recirculação de água em superfície livre. O modelo de cilindro rígido foi feito de um tubo de alumínio de seção quadrada com proporção de massa  $m^* = 2.4$ . O experimento foi conduzido em um regime turbulento para altos números de Reynolds. A vibração induzida pelo fluxo em um cilindro quadrado com variação do ângulo de incidência também foi avaliada. Os resultados foram comparados aos de um cilindro circular, que é uma geometria canônica para os estudos em VIV.

Os resultados demonstraram que, ao quebrar a simetria através da introdução do parâmetro de ângulo de incidência, o tipo de vibração induzida pelo fluxo experimentado pode ser influenciado. A orientação quadrada exibiu uma resposta do tipo galopante sobre a faixa de velocidade reduzida de  $U = 5 - 15$  como esperado, mantendo uma baixa frequência de oscilação, com um aumento linear de amplitude para cada velocidade reduzida.

ZHAO; CHENG; ZHOU realizaram simulações numéricas para simular o VIV de um cilindro quadrado em um baixo número de Reynolds, da ordem de  $Re = 100$ , e uma baixa proporção de massa de  $m^* = 3$ . Três ângulos de incidência do fluxo na estrutura foram analisados, de  $\alpha = 0^\circ$ ,  $22,5^\circ$  e  $45^\circ$ , em uma faixa de velocidades reduzidas,  $U_r$ , de um até 30.

Verificou-se que o ângulo de aproximação do escoamento sobre a estrutura teve efeitos significativos na resposta do cilindro. O caso de  $\alpha = 0^\circ$  levou a um regime de lock-in mais estreito, para determinadas velocidades reduzidas, e à uma menor amplitude de vibração entre os demais ângulos de aproximação estudados. Isso se deve ao fato da camada de cisalhamento ser mais fraca em  $\alpha = 0^\circ$ , do que nos outros dois ângulos. O desprendimento de vórtices para  $\alpha = 0^\circ$  está sempre no modo 2S, independente do valor de  $U_r$  e número de Reynolds.

A diferença entre a resposta do cilindro quadrado em  $\alpha = 0^\circ$  e a de um cilindro circular no mesmo número de Reynolds é significativa. O regime de lock-in da velocidade reduzida para  $\alpha = 0^\circ$  é muito mais estreito e a amplitude máxima de vibração é muito menor do que suas contrapartes para um cilindro circular.

Mais adiante, JAIMAN; PILLALAMARRI; GUAN realizaram simulações e validações numéricas de escoamento bidimensional incompressível passando por uma estrutura quadrada de vibração livre em arranjos simples e em tandem, em baixo número de Reynolds, que foram explorados sistematicamente. A influência da velocidade reduzida na resposta do cilindro foi estudada mantendo a proporção de massa e o número de Reynolds constantes.

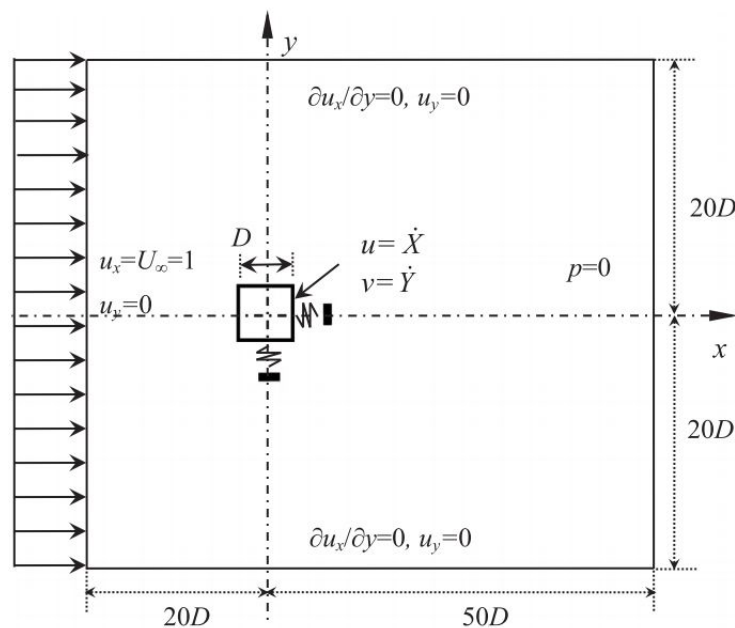
A estrutura sujeita ao escoamento experimentou uma força de sustentação transversal

maior, devido à interação das frequências de desprendimento das estruturas turbilhonares. A esteira oscilatória que se desprende do cilindro impõe uma frequência de excitação que aumenta as amplitudes de vibração dentro da região de lock-in.

Por fim, [HAN \*et al.\*](#) investigaram numericamente a oscilação livre de um cilindro quadrado com dois DOF induzidas por desprendimentos de vórtices. No trabalho proposto, objetivou-se a validação do método numérico simulado, bem como da malha aplicada, utilizando como parâmetro, os resultados obtidos por [ZHAO; CHENG; ZHOU](#) e [JAI-MAN; PILLALAMARRI; GUAN](#). Os parâmetros do sistema foram definidos da seguinte forma: massa reduzida  $m^* = 3$ , razão de amortecimento  $\xi = 0,0$ , velocidade reduzida  $1 \leq U_r \leq 20$ , número de Reynolds  $Re = 100$ .

A fim de validar o código numérico utilizado, os autores propuseram um set de simulações para atestar a convergência numérica e a qualidade do modelo apresentado, de acordo com o modelo físico e domínio ilustrado na figura (6) abaixo:

Figura 6 – Diagrama esquemático do domínio usado para simular o escoamento em torno de um cilindro quadrado com incidência zero.

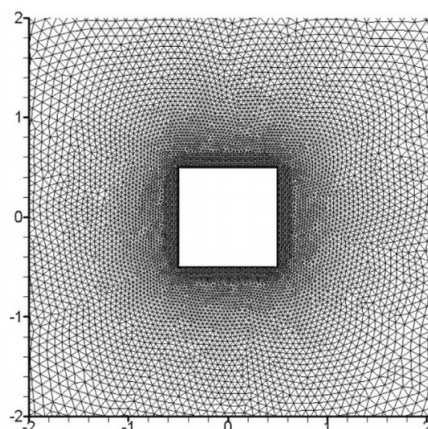


Fonte: Retirada de ([HAN \*et al.\*, 2018](#))

A malha esquemática próxima ao cilindro utilizado neste experimento foi ilustrada na figura (7).



Figura 7 – Malha utilizada em estudo presente na bibliografia



Fonte: Retirada de (HAN *et al.*, 2018)

Para testar o nível de convergência da malha, foi realizado um estudo de refinamento, mostrando de forma satisfatória que os resultados já não possuíam modificação com maior refino do que o proposto. Os estudos de convergência e verificação foram realizados empregando e comparando os resultados numéricos com os dados de referências bibliográficas.



## Fundamentação Teórica

### 3.1 Simulação Computacional Fluido Dinâmica

#### 3.1.1 Modelo Matemático Diferencial

Uma proposta satisfatória de modelo matemático deve ser embasada nos princípios fundamentais que são compreendidos pelo balanço de massa, pelo balanço de momento linear ou Segunda Lei de Newton e pelo balanço de energia. Esses princípios fazem parte das leis da mecânica clássica newtoniana, que foram estabelecidas para sistemas fechados, os quais não perdem nem ganham massa no decorrer de qualquer processo físico.

A formulação diferencial representa balanços sobre uma partícula de fluido de qualquer informação que esteja contida e sendo transportada por um escoamento, como por exemplo: massa, quantidade de movimento linear, energia térmica e concentrações de componentes químicos.

Para o modelo matemático, a fim de descrever a física do escoamento, foram utilizadas as equações de Navier-Stokes e a equação de conservação da massa, considerando as características do fluido. Para o balanço de quantidade de movimento linear e para a equação de conservação da massa, foram considerados o meio isotérmico e o escoamento incompressível de massa específica ( $\rho$ ), sendo o fluido newtoniano de viscosidade cinemática ( $\nu$ ) com variação espacial. Essas condições podem ser observadas nas equações abaixo:

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

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

As equações 1 e 2 constituem o modelo matemático fundamental para descrever o comportamento do fluido para qualquer número de Reynolds. A resolução por meio da Simulação Numérica Direta (DNS) resolve todos os efeitos de turbulência física e estruturas turbilhonares completamente. Portanto, a mesma requer que o refinamento com-

putacional da malha seja extremamente fino para altos números de Reynolds. Contudo, o elevado custo computacional que seria despendido para resolver todas as escalas do espectro de energia cinética para o regime turbulento, torna a resolução custosa e quase impraticável. Isso se dá ao fato de que seria necessária uma malha muito refinada para resolver o espectro de energia das pequenas escalas associadas ao alto Reynolds. Esse cenário leva às formulações de modelos de fechamento.

A turbulência em escoamento pode ser amplamente simulada por duas principais metodologias, a saber, Reynolds-Averaged Navier-Stokes (**RANS**) e Large Eddy simulation (**LES**). Por outro lado, **RANS** ou URANS apenas modelam os efeitos turbulentos próximos à camada limite, sendo ineficazes na captura de estruturas de fluxo separadas na esteira turbulenta. Sendo assim, necessitam de um modelo de fechamento aplicado.

A metodologia **LES**, em um primeiro momento, ignora as menores escalas de comprimento, que são as mais caras computacionalmente para se resolver via filtragem passa-baixa das equações de Navier-Stokes. Essa filtragem passa-baixa, remove efetivamente informações de pequena escala da solução numérica. Entretanto essas informações não são irrelevantes e seu efeito no campo de escoamento deve ser modelado, tarefa que é uma área ativa de pesquisa para problemas em que pequenas escalas podem desempenhar um papel importante.

A metodologia de solução da turbulência utilizada neste trabalho foi **LES**, adotada para reduzir este custo à medida que resolve as grandes estruturas da turbulência e modela as interações não lineares, entre elas e as menores estruturas. Para a avaliação da interação sub-malha, foi utilizado o modelo de fechamento de Smagorinsky Dinâmico.

## 3.1.2 Modelo Numérico Fluidodinâmico

### 3.1.2.1 Simulação das grandes escalas

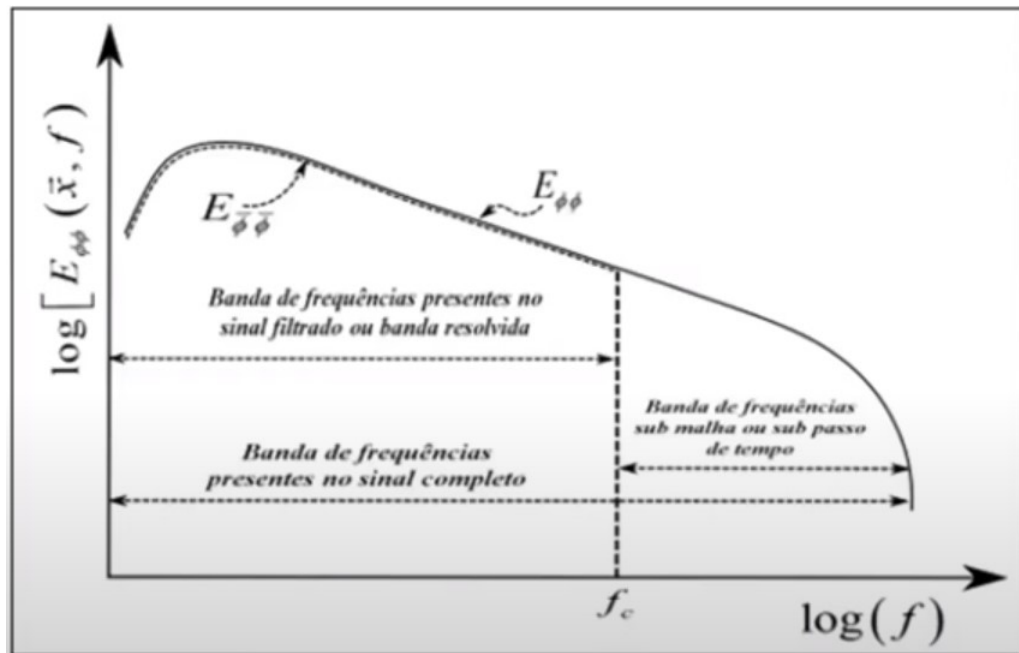
As equações de Navier-Stokes são suficientes para modelar escoamentos de fluidos newtonianos para os regimes laminar e turbulento, para qualquer número de Reynolds. No entanto, há um problema para a resolução numérica de  $Re$  elevados. Quanto maior o número de Reynolds, mais amplo se torna o espectro de energia associado ao escoamento e altos números de ondas relativos às estruturas de Kolmogorov são evidenciados. Tais estruturas, fazem referência às escalas de comprimento entre as estruturas turbilhonares.

Para resolver todas essas escalas, é preciso uma malha muito fina associada à Simulação numérica **DNS**. Em contrapartida, a metodologia **LES** utiliza modelos que representam a influência dessas pequenas escalas nas grandes escalas e vice-versa, em forma de transferência de energia cinética, até ser transformada em energia térmica, chegando assim na hipótese de equilíbrio (**SILVEIRA-NETO, 2020**)

A formulação **LES** utiliza um operador filtro para separar as grandes e pequenas escalas. O método começa com a seleção de uma função de filtragem e uma frequência ou

comprimento de corte, de acordo com o que é mostrado na 8, com o objetivo de resolver no cálculo de escoamento instável todas as estruturas com uma frequência ou comprimento maior ao de corte.

Figura 8 – Distribuição da densidade espectral de energia



Fonte: Retirada de (SILVEIRA-NETO, 2020)

Como foi mencionado, a banda de frequências sub-malha deve interagir não linearmente com as grandes estruturas. Entretanto, essas interações não lineares entre a banda resolvida e a banda não resolvida do espectro são modeladas utilizando-se um modelo sub-malha de fechamento da turbulência.

Uma característica importante da metodologia LES é o fato de se ter um maior número de cálculos, ao passo que necessita-se de um menor custo para modelar as características restantes. Este fato é dado como premissa para a metodologia LES, na qual calcula-se um pouco mais, para se modelar um pouco menos. Isso requer que a frequência ou o número de onda de corte estejam localizados na zona inercial do espectro de energia cinética turbulenta, como ilustrado na figura(8).

A Frequência de corte é determinada pelo passo de tempo utilizado para a solução das EDPs  $F_c = \pi/\Delta t$ , e o numero de onda de corte é determinado utilizando o tamanho das células que compõe a malha,  $K_c = \pi/\Delta x$ . Quanto maior for o refinamento da malha e do passo de tempo, maior será o custo computacional. Por isso, busca-se o desenvolvimento de modelos sub-malha de fechamento da turbulência que sejam simples e computacionalmente baratas.

Isso também se deve ao fato de que, quanto maior for a parte do espectro resolvida, menor será a parte sub-malha e menor será o numero de interações não lineares a se-

rem modeladas. No limite em que todo o espectro é resolvido (DNS), a modelagem de fechamento deve ser nula.

### 3.1.2.2 Modelo sub-malha dinâmico

De acordo com o modelo proposto por Smagorinsky, baseado na hipótese do equilíbrio local para as estruturas turbilhonares sub-malha, tem-se que a transferência  $P^k$  de energia cinética turbulenta - sendo  $k$  a representação da banda resolvida para a banda não resolvida do espectro de energia cinética turbulenta -, deve ser igual à potência específica de transformação viscosa ( $\varepsilon^k$ ) da energia cinética turbulenta em energia térmica. Tal igualdade é representada na equação a seguir:

$$P^k = \varepsilon^k \quad (3)$$

$P^k$  pode ser escrita em função da taxa de cisalhamento do campo filtrado da seguinte forma:

$$P^k = 2\nu_t \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij} \quad (4)$$

Em que  $\nu_t$  é a viscosidade turbulenta sub-malha, descrita na equação (6). Além disso,  $\bar{S}_{ij}$  é a taxa de cisalhamento do campo filtrado.

Adiante, a potência específica de transformação viscosa de energia cinética turbulenta  $\varepsilon^k$  pode ser escrita em função da velocidade e do comprimento característicos sub-malha:

$$\varepsilon = c_1 \overline{(u'_i u'_j)^{3/2}} / l \quad (5)$$

Na equação  $\overline{(u'_i u'_j)^{1/2}}$  e  $l$  representam, respectivamente, a velocidade e o comprimento característica sub-malha, respectivamente. Podemos supor ainda que a viscosidade turbulenta sub-malha seja proporcional a estas duas grandezas características resultando na equação seguinte:

$$\nu_t = c_1 l \overline{(u'_i u'_j)^{1/2}} \quad (6)$$

Manipulando-se essas equações, chega-se a:

$$\begin{aligned} \varphi^k = \varepsilon^k &\Rightarrow 2\nu_t \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij} = c_1 \overline{(u'_i u'_j)^{3/2}} / l = \frac{c_1}{l} \left( \frac{\nu_t}{c_1 l} \right)^3 = \frac{1}{c_1^2 l^4} \nu_t^3 \Rightarrow \\ 2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij} &= \frac{1}{c_1^2 l^4} \nu_t^2 \Rightarrow \nu_t = c_1 l^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} = (C_S \Delta)^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \end{aligned}$$

Do desdobramento feito a cima, tem-se o modelo proposto por Smagorinsky na equação(7):

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (7)$$

O comprimento característico  $l$  pode ser modelado em função do tamanho característico  $\Delta$  da malha de discretização. A constante de Smagorinsky ( $C_s$ ) foi determinada analiticamente por (LILLY, 1992) como sendo de  $C_s = 0,18$  para turbulência homogênea e isotrópica. No entanto, o valor desta constante deve ser ajustado, em função do tipo de código de cálculo utilizado e do tipo de escoamento em análise.

Na concepção da modelagem dos modelos dinâmicos sub-malha, a constante de Smagorinsk, que pode variar de 0,065 até 0,25, é substituída por uma função, a qual é avaliada dinamicamente durante a simulação e descrita pela equação abaixo:

$$C(\vec{x}, t) = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \quad (8)$$

É importante perceber que a função a ser determinada varia com o tempo e com o espaço. Ela deve anular-se nas regiões de escoamentos laminares e proximidades de fronteiras sólidas, implicando em um melhor comportamento assintótico.

### 3.1.3 Modelo Numérico Computacional

Nas próximas seções, foram apresentados os métodos de discretização da equação de Navier-Stokes utilizados na implementação dos algoritmos. O objetivo de um método de discretização é substituir as equações de transporte por um conjunto de equações algébricas, o qual fornecerá o valor das quantidades de interesse em pontos discretos dentro do domínio do escoamento.

#### 3.1.3.1 Equações de Navier-Stokes filtradas

As equações de Navier-Stokes filtradas representam as equações filtradas de acordo com a banda de frequência do espectro turbulento e foram descritas abaixo:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}}_{\text{Termo Temporal}} + \underbrace{\frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j}}_{\text{Termo Advectivo}} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu_{ef} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{\text{Termo Difusivo}} \quad (9)$$

#### 3.1.3.2 Discretização do Termo Temporal

Para a discretização do termo temporal foi utilizado o método VSSBDF2 (Variable Step-size Second-order Semi-implicit Backward Differentiation Formula) com passo de tempo variável.

#### 3.1.3.3 Discretização do Termo Advectivo

A discretização do termo advectivo foi realizada com o método CUBISTA (Convergent and Universally Bounded Interpolation Scheme for the Treatment of Avection).

### 3.1.3.4 Discretização do Termo Difusivo

O método CDS (Central Difference Scheme), ou método de diferenças centradas, foi utilizado para a discretização do termo difusivo.

### 3.1.3.5 Tratamento do Acoplamento pressão velocidade

A pressão foi usada para o cálculo do campo de velocidade na primeira etapa do método, enquanto que na segunda etapa, a pressão foi tratada de maneira explícita.

Como se pode observar, as três componentes de velocidade (para um sistema de coordenadas cartesiano) aparecem nas três equações do momentum, traduzidas como equações de quantidade de movimento. O problema mais complexo neste ponto é resolver a pressão, já que não tem uma equação que relacione a mesma. Portanto, se fosse aplicado o campo de pressão correto nas equações da quantidade de movimento, o campo de velocidades resultante deveria satisfazer a equação de continuidade.

Na atualidade há diversos métodos ou algoritmos de solução para o acoplamento da pressão-velocidade, como por exemplo: método SIMPLE, método SIMPLER, método SIMPLEC, método PISO e também o chamado método de Passos Fracionados.

Para o caso do problema estudado, que se caracteriza como regime transiente, deve-se aplicar os métodos de acoplamento pressão-velocidade. Sendo assim, neste estudo o acoplamento pressão-velocidade foi resolvido utilizando a abordagem dos Passos Fracionados proposto por (CHORIN, 1967)

### 3.1.3.6 Método da Fronteira Imersa

Realizar simulações de escoamentos turbulentos de alta fidelidade com objetos fixos ou em movimento imersos em um fluido, continua sendo um grande desafio na área de CFD, principalmente quando recursos de computação de alto desempenho precisam ser empregados. Duas estratégias principais foram desenvolvidas até agora: métodos de conformação do corpo - usando por exemplo abordagens de volume finito e de elementos finitos/espectrais -, e os chamados Métodos de Fronteira Imersa (IBMs).

IBMs para corpos com deslocamento são muito competitivos e computacionalmente atraentes, pois não é necessário refazer a malha evitando a remalhagem frequente, característica que é exigida pelos métodos de discretização em conformidade com o corpo. Além disso, os IBMs podem ser facilmente combinados com métodos de alta ordem.

As formulações de fronteiras imersas para IFE permitem discretizações não conformes do fluido e da estrutura. O domínio do fluido é discretizado em uma malha cartesiana uniforme, enquanto a superfície da estrutura é discretizada em uma malha com pontos lagrangeanos. Portanto, é preciso que se utilize um método que seja capaz de localizar os pontos lagrangeanos no domínio do fluido, de forma que seja possível realizar no fluido a imposição da velocidade do ponto.

Tendo isso em vista, o tratamento da fronteira imersa foi realizado utilizando o método Multi-direct Forcing (MDF). Para levar em consideração a presença da fronteira imersa, o método MDF propõe que seja adicionado um termo fonte às equações filtradas de Navier-Stokes da seguinte forma:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}}_{\text{Termo Temporal}} + \underbrace{\frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j}}_{\text{Termo Advectivo}} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu_{ef} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right]}_{\text{Termo Difusivo}} + \underbrace{\frac{f_i}{\rho_f}}_{\text{Termofonte}} \quad (10)$$

no qual temos:

$$f_i(\vec{x}) = \int_{\Omega} (F_k)_i(\vec{x}_k) \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) d\vec{x}_k, \quad (11)$$

sendo  $\delta(\vec{x} - \vec{x}_k)$  a função Delta de Dirac,  $\vec{x}_k$  é a posição do ponto lagrangeano e  $\vec{x}$  é a posição do ponto euleriano em análise.

Métodos imersos usando funções delta regularizadas são amplamente aplicáveis. Métodos numéricos baseados no tratamento explícito de condições de salto em interfaces fluido-estrutura proporcionam maior precisão e versões recentes desses métodos permitem o uso de geometrias complexas.

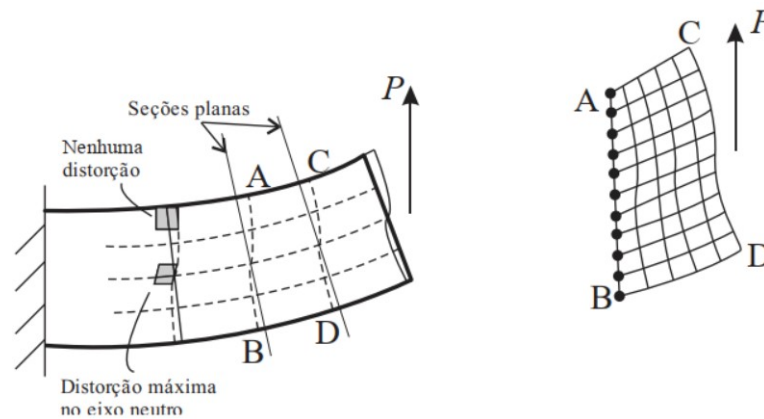
## 3.2 Modelo Numérico Estrutural

Para o modelo numérico referente ao sistema estrutural, as equações podem ser discretizadas por meio do método dos elementos finitos a partir da avaliação da energia cinética potencial elástica. Diferente do caso do sistema fluido, no qual as equações diferenciais parciais são obtidas e depois discretizadas.

A teoria de Euler-Bernoulli é a mais adequada para vigas longas, enquanto a de Timoshenko é adequada para ambos os casos, tanto para vigas longas quanto para vigas curtas. A última teoria leva em consideração a rotação da seção transversal. O procedimento numérico de discretização temporal pode ser encontrado nos trabalhos desenvolvidos por (CAVALINI-JUNIOR, 2013) e (RIBEIRO-NETO, 2016).

Mesmo que a teoria de vigas de Euler-Bernoulli se aplique para diferentes casos, a teoria de Timoshenko que abrange tanto vigas longas e vigas curtas, por considerar a rotação da seção transversal, conforme figura (9), pode ser utilizada por ser mais completa e englobar um espectro de fenômenos ainda maior.

Figura 9 – Representação da diferença entre a teoria de Timoshenko e Euler-bernouli



Fonte: Retirada de (CRUZ; SOUZA, 2018)

### 3.3 Simulação computacional de Interação Fluido Estrutura

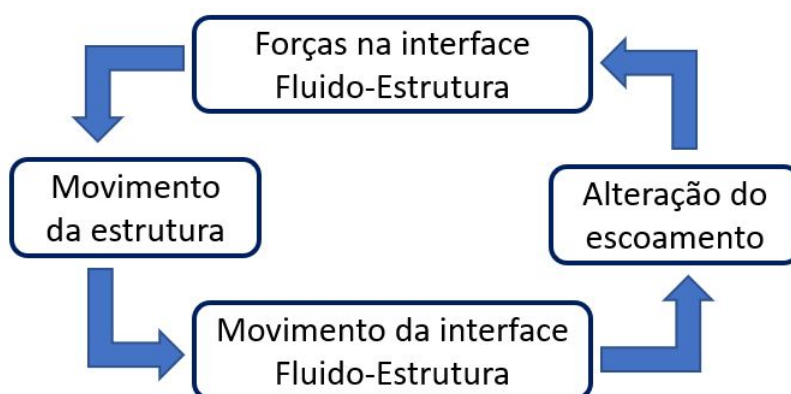
Apesar da introdução feita nos capítulos anteriores, muitas questões teóricas ainda não foram respondidas para as equações governantes dos dois subsistemas envolvidos na interação fluido-estrutura. A saber, as equações de Navier-Stokes para a dinâmica dos fluidos e as equações de conservação para materiais elásticos não lineares. Portanto, é impraticável comentar os resultados do sistema **IFE** acoplado sem um entendimento completo desses subsistemas.

O principal problema matemático decorre do movimento dos domínios e da realização das condições de acoplamento. Por exemplo, as equações incompressíveis de Navier-Stokes são Equações diferenciais parciais (**EDPs**) mistas-parabólicas e não lineares, enquanto as equações estruturais são **EDPs** hiperbólicas.

Conceitualmente a **IFE** ocorre quando há troca de pressões e/ou cargas térmicas entre o escoamento de um fluido e uma estrutura. O escoamento provoca uma deformação na estrutura e, concomitantemente, a deformação na estrutura provoca uma modificação no padrão do escoamento.



Figura 10 – Esquemática simplificada da interação fluido estrutura



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

A noção da condição de acoplamento cinemático que une as velocidades do fluido e da estrutura não é bem colocada. Pelo movimento do domínio fluido, que segue a deflexão do domínio estrutural, é necessário descrever uma interface suave e bem definida onde ocorre o acoplamento fluido-estrutura. A figura (10) representa o ciclo de troca de informações que ocorre entre os dois subdomínios.

### 3.3.1 Tipos e Abordagens

As simulações IFE geralmente são realizadas usando esquemas monolíticos ou particionados. Uma abordagem monolítica reúne as equações de fluido e estruturais em um único bloco e as resolve simultaneamente para cada iteração. Contudo, esse método tem um custo computacional muito elevado e necessita de uma formulação conjunta dos campos dos fluidos e da dinâmica das estruturas, que historicamente já foram muito bem desenvolvidas separadamente.

Esses esquemas não têm a vantagem de flexibilidade e modularidade de usar solucionadores estruturais ou fluidos estáveis existentes. Caso essa formulação seja implementada de forma satisfatória, ela oferece uma boa estabilidade numérica mesmo para problemas que envolvem efeitos de massa adicionados muito fortes, mas a diante destaca-se o porquê disso.

Em contraste, uma abordagem particionada resolve as equações de fluido e estruturais de maneira sequencial, facilitando o acoplamento do fluido existente e do programa estrutural com alterações mínimas. Essa característica da abordagem particionada, portanto, torna-a uma opção atraente do ponto de vista computacional.

Dessa forma, é preciso propor modelos matemáticos diferenciais e discretizações numéricas de forma a considerar o comportamento do fluido e da estrutura de forma acoplada,

ou seja, possibilitando levar em conta que o fluido aplique cargas sobre a estrutura e que o movimento desta influencie o escoamento.

A utilização de módulos estruturais, como foi discutido acima, pressupõe a utilização da abordagem particionada de acoplamento, ou seja, os subdomínios da estrutura e do fluido são resolvidos separadamente.

### 3.3.2 Acoplamento Fluido Estrutura

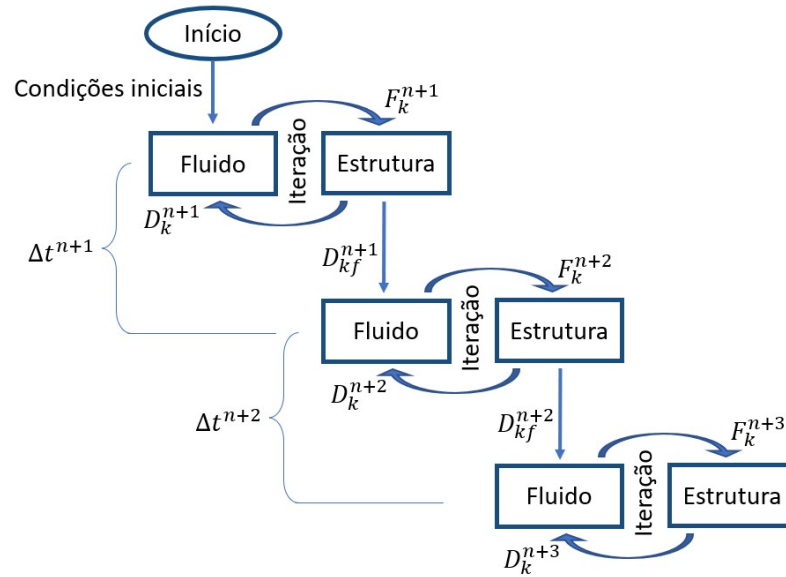
O método de acoplamento fraco é o mais simples, sendo o primeiro método desenvolvido para esse tipo de análise, mas é pouco preciso, apresentando menor custo computacional.

O acoplamento fraco consiste na solução do subsistema fluido com a posição da estrutura no tempo  $n(D^n)$ , obtendo-se assim a força que atua sobre a estrutura no tempo  $n + 1(F^{n+1})$ . A partir dessa força, resolve-se o subsistema estrutura, obtendo-se  $D^{n+1}$ . Essa posição é então utilizada para resolver o subdomínio fluido e obter  $F^{n+2}$ , e assim por diante. Este tipo de acoplamento apresenta um erro associado e quando utilizado em uma formulação de escoamento incompressível, pode apresentar instabilidade numérica, chamada efeito de massa adicionada artificial. De forma geral, o que determina tal escolha do método é a proporção de massa entre o fluido e o sólido.

#### 3.3.2.1 Acoplamento Forte

O acoplamento forte utiliza-se das interações entre os subsistemas, em um dado passo de tempo, até que os dois convirjam para uma solução. Essa solução é então utilizada como condição inicial para o próximo passo temporal. No presente trabalho, utilizou-se o método bloco Gauss-Seidel não linear. Neste método, deve-se resolver o subsistema fluido com a posição da estrutura no tempo  $n(D^n)$ , obtendo-se assim a força que atua sobre a estrutura no tempo  $n + 1$  e na interação  $k(F^{n+1}_k)$ . A partir dessa força, resolve-se o subsistema estruturado, obtendo-se  $D_k^{n+1}$ . Devolve-se essa posição para o subsistema fluido sem avançar no tempo, obtendo-se  $F_{k+1}^{n+1}$ . As interações  $k$  são feitas até que a solução convirja. Utiliza-se então a última posição  $D_{kf}^{n+1}$ , na qual  $K_f$  é o número total de iterações necessárias, como condição inicial para a solução no tempo  $n + 2$  (próximo passo de tempo). Assim, o processo iterativo começa novamente. Uma representação esquemática do método de acoplamento forte pode ser encontrada na figura (11).

Figura 11 – Evolução de um sistema de interação fluido-estrutura segundo abordagem particionada forte



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

O acoplamento forte é um meio de contornar o problema de instabilidade numérica associado ao modelo de acoplamento fraco, decorrente do fenômeno de massa adicionada. Além disso, se um número de iterações suficientes forem feitas, o erro do acoplamento forte torna-se mínimo. O acoplamento forte é uma tentativa de se obter uma solução monolítica utilizando-se um código particionado, visto que o acoplamento forte tende à solução do acoplamento monolítico, quanto mais interações forem feitas.

### 3.4 Características de VIV em Cilindros

As características de **VIV** de cilindros são governadas por vários parâmetros estruturais e do escoamento, além da seção transversal do corpo (ou, também, ângulo de incidência). Além disso, também são governados pelos graus de liberdade **DOF**, no sentido longitudinal em X e no sentido de translações em Y, juntamente com rotação oscilatória.

Os deslocamentos do corpo em X e Y são as principais incógnitas em um problema de **VIV**. Estes comportamentos da estrutura são fortemente influenciados por quatro parâmetros não dimensionais chave, sendo eles: razão de massa ( $m^*$ ), número de Reynolds ( $Re$ ), velocidade reduzida ( $U_r$ ) e razão de amortecimento ( $\xi$ ). Eles definidos da seguinte forma:

- Razão de massa da Estrutura, ( $m^*$ ): é a razão da massa da estrutura,  $m$  (tratada como uma constante) por unidade de comprimento para a massa de fluido deslocada pela estrutura. Para vibrações em um meio mais leve, o valor de  $m$  é grande e vice-

versa. Para incidência zero, o comprimento da aresta  $D$  de um cilindro quadrado representa sua dimensão característica e a razão de massa associada é expressa como:

$$m^* = \frac{M}{\rho D^2 L} \quad (12)$$

- Número de Reynolds: representa um número adimensional usado em mecânica dos fluidos para o cálculo do regime de escoamento de determinado fluido sobre uma superfície. O seu significado físico pode ser entendido pelo quociente de forças entre forças de inércia ( $U\rho$ ) e por forças de viscosidade ( $\mu/D$ ). Sendo ( $U$ ) a velocidade média do fluido; ( $D$ ) a longitude característica do escoamento ou também o diâmetro do tubo; ( $\mu$ ) a viscosidade dinâmica do fluido; e, por fim, ( $\rho$ ) a massa específica do fluido. Esse quociente pode ser expresso como:

$$Re = \frac{\rho^f U D}{\mu^f} \quad (13)$$

- Velocidade reduzida (ou velocidade normalizada) ou razão de velocidade, ( $U_r$ ): é a grandeza na qual a velocidade de fluxo livre de referência ( $U$ ) é normalizada, usando a frequência natural dimensional do corpo ( $f_n$ ) e a escala de comprimento de referência  $D$ , de forma que esta razão pode ser representada de acordo com a equação (14). A velocidade reduzida é inversamente proporcional à rigidez da mola, de modo que  $U \rightarrow \infty$  implica em  $K \rightarrow 0$ . Nesta expressão,  $U$  e  $D$  representam a velocidade da corrente livre e o diâmetro do cilindro, respectivamente. Podemos observar a equação da velocidade reduzida da seguinte forma:

$$U_r = \frac{U}{f_n D} \quad (14)$$

- Razão de Amortecimento ou coeficiente de amortecimento estrutural, ( $\xi$ ): é expresso como a razão onde  $C$  e  $K$  denotam o amortecimento mecânico e rigidez da unidade oscilatória, respectivamente.  $M$  é a massa por unidade de comprimento do corpo. Pode-se notar que o amortecimento estrutural é diferente do amortecimento do fluido. O parâmetro  $C$  é análogo à viscosidade que resiste ao escoamento do fluido. Este estudo trata de vibrações livres não amortecidas, portanto,  $C = 0$  o que implica em um fator de amortecimento  $\xi = 0$ . A equação(15) define a razão de amortecimento.

$$\xi = \frac{C}{2\sqrt{KM}} \quad (15)$$

O carregamento do fluido na estrutura é calculado por meio a força atuante na superfície do corpo.

Os coeficientes de sustentação e arrasto são dados, respectivamente, por:

$$C_L = \frac{2F_L}{(\rho U_\infty 2D)} \quad (16)$$

$$C_D = \frac{2F_D}{(\rho U_\infty 2D)} \quad (17)$$

sendo  $F_L$  e  $F_D$  as componentes da força do fluido aplicada na superfície do cilindro, respectivamente.

## Descrição e Condições de Contorno

Nesta seção, foram descritos os parâmetros da configuração inicial do problema proposto, de modo que fosse possível estabelecer a utilização da metodologia LES dinâmico em escala de sub-malha mencionado na seção anterior. Desta forma, foi considerado o problema de referência presente na literatura acerca do fenômeno de desprendimento de vórtices para um escoamento incompressível, através de um cilindro quadrado com livre oscilação para dois DOF em baixo número de Reynolds.

Esta configuração constitui os cenários de carregamento hidrodinâmico e comportamento de vibração das estruturas encontradas na engenharia offshore. O fluido utilizado foi a água do mar com densidade  $\rho = 1025 \text{ kg/m}^3$  e viscosidade  $\mu = 1,62 \times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}$ .

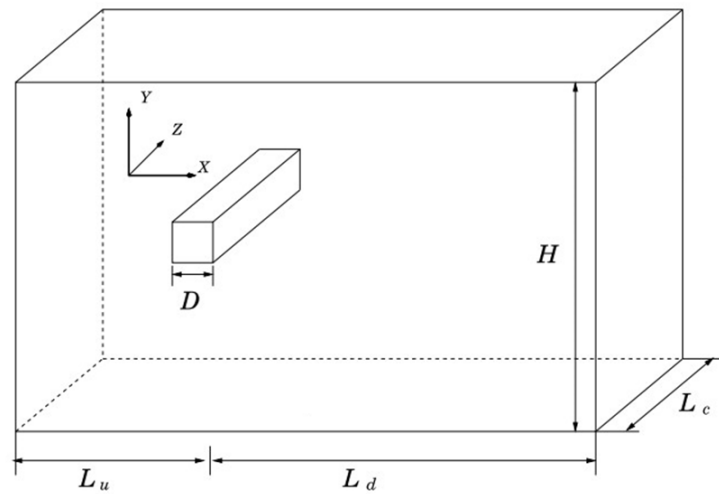
### 4.1 Domínio Computacional

O problema consiste em um cilindro quadrado de diâmetro  $D$  (eixo do cilindro paralelo ao eixo  $Z$ ), livre para oscilar nas direções em linha (no sentido da corrente) e transversal. Este cilindro cujo centro está localizado na posição  $x = 20D$  e  $y = 20D$  do sistema de coordenadas cartesianas, tem o seu comprimento característico  $D = 0,056 \text{ m}$ . As distâncias para os limites a montante e a jusante são  $L_u = 20D$  e  $L_d = 44D$ , respectivamente. A profundidade do domínio é dada por  $L_c = D$ . A configuração do domínio computacional de formato retangular tem comprimento total de  $64D$

A distância entre as superfícies superior e inferior é de  $H = 40D$  e são equidistantes do centro do cilindro. Desta forma, o fator de bloqueio  $B$ , que é definido como a razão entre o comprimento do lado do cilindro quadrado e a largura do espaço computacional, corresponde a um bloqueio de 2.5%.

A figura (12) descreve o domínio computacional da configuração do problema.

Figura 12 – Representação do domínio computacional

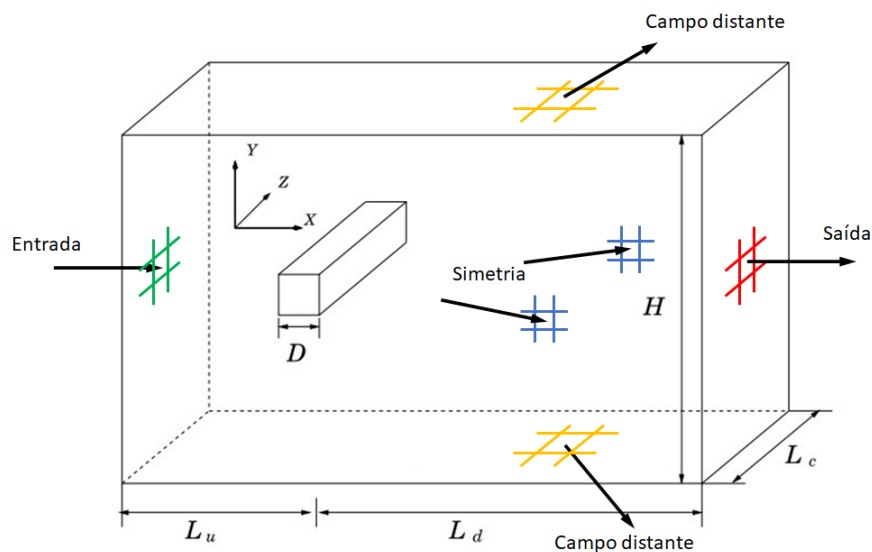


Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

## 4.2 Condições de Contorno

A velocidade de fluxo  $U$  é ajustada para a unidade e atribuída na entrada do domínio ao longo do eixo  $X$ . A condição de deslizamento é satisfeita nas paredes laterais, enquanto uma condição de não escorregamento é aplicada na superfície do cilindro. Os limites superior e inferior são definidos como paredes deslizantes ou campo distante. A figura(13) representada as denominações para as fronteiras do domínio, sendo elas a região de entrada, região de saída, as laterais (que assumem uma condição de campo distante) e as paredes (assumindo condição de simetria).

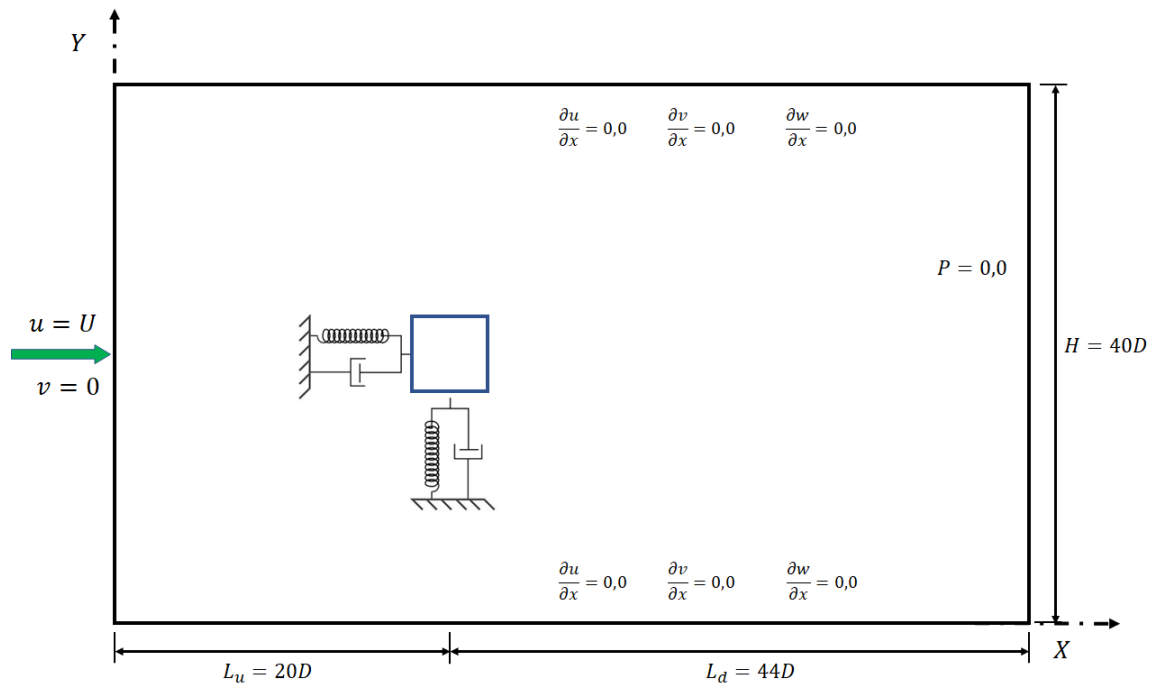
Figura 13 – Condições de contorno ilustradas no domínio



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Os pontos de apoio da estrutura foram modelados por um sistema massa mola no qual se considera a rigidez  $K$  das molas constante e perfeitamente idênticas, nas direções  $x$  e  $y$ . De acordo com o exposto na seção de fundamentação teórica, este estudo tratou de vibrações livres não amortecidas. Portanto, a razão de amortecimento do sistema foi  $\xi = 0$ . As condições de contorno usadas no cálculo foram representadas na figura (14), e estão descritas na tabela (1).

Figura 14 – Diagrama esquemático do domínio com as condições de contorno



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Tabela 1 – Descrição das condições de contorno utilizadas

Local da condição de contorno	Velocidades [ $m \cdot s^{-1}$ ] e Gradientes [ $s^{-1}$ ]			Pressão [ $Pa$ ] e Gradientes [ $Pa \cdot m^{-1}$ ]
	$u$	$v$	$w$	
Entrada	$u = 1,0$	$v = 0,0$	$w = 0,0$	$\frac{\partial P}{\partial x} = 0,0$
Saída	$\frac{\partial u}{\partial x} = 0,0$	$\frac{\partial v}{\partial x} = 0,0$	$\frac{\partial w}{\partial x} = 0,0$	$P = 0,0$
Cilindro	$u = 0,0$	$v = 0,0$	$w = 0,0$	$\frac{\partial P}{\partial \vec{n}} = 0,0$
Lateral Esquerda (Simetria)	$\frac{\partial u}{\partial x} = 0,0$	$\frac{\partial v}{\partial x} = 0,0$	$w = 0,0$	$\frac{\partial P}{\partial z} = 0,0$
Lateral Direita (Simetria)	$\frac{\partial u}{\partial x} = 0,0$	$\frac{\partial v}{\partial x} = 0,0$	$w = 0,0$	$\frac{\partial P}{\partial z} = 0,0$
Superfície Superior (Campo distante)	$\frac{\partial u}{\partial x} = 0,0$	$\frac{\partial v}{\partial x} = 0,0$	$\frac{\partial w}{\partial x} = 0,0$	$P = 0$
Superfície Inferior (Campo distante)	$\frac{\partial u}{\partial x} = 0,0$	$\frac{\partial v}{\partial x} = 0,0$	$\frac{\partial w}{\partial x} = 0,0$	$P = 0$

Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

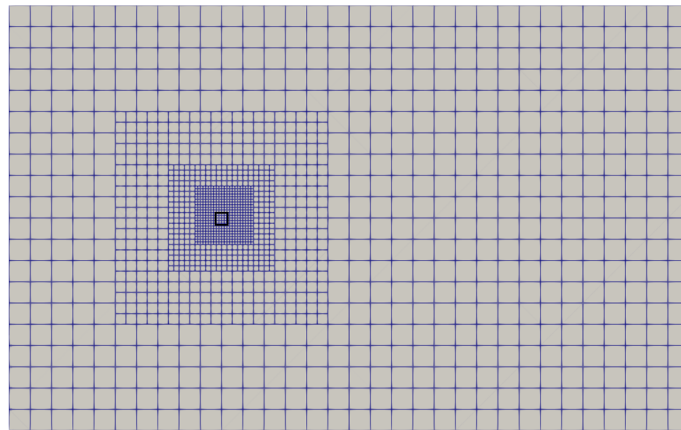


### 4.3 Malha Inicial

O domínio foi inicialmente discretizado usando uma malha de elementos finitos regular e estruturada, representando o domínio euleriano. Esta malha, identificada como M1, é a malha inicial que foi definida pela divisão do eixo x do domínio físico em 32 partes. Posteriormente, também foi estabelecida uma região de refinamento denominada de "patch inicial" que engloba a estrutura. Para este patch inicial foi estabelecido 4 níveis de refinamento. A partir da metodologia de malha adaptativa utilizada e com essa configuração dos parâmetros, gerou-se uma malha com um total de 87774 elementos.

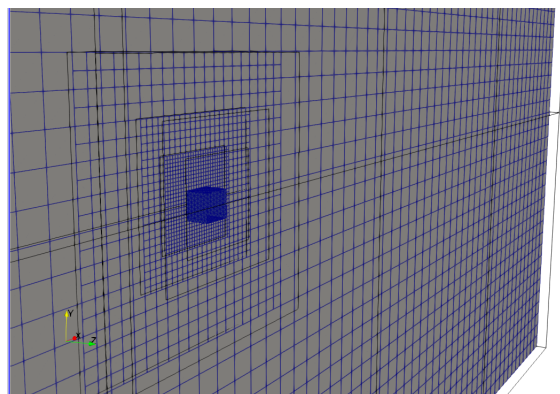
A configuração inicial para a discretização do domínio pode ser observada na figura (15). A figura(16) ilustra uma visão ampliada do cilindro imerso no domínio computacional, sendo possível observar novamente a discretização da malha euleriana juntamente com a malha lagrangeana.

Figura 15 – Malha (M1) com 32 elementos iniciais ao longo de x



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Figura 16 – Domínio de cálculo com o cilindro imerso.



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

---

## Simulações e Análise dos Resultados

Primeiramente, o estudo de independência de malha foi realizado, fazendo-se necessário em qualquer simulação de dinâmica dos fluidos computacional, uma vez que se garante que não ocorra influência dos erros associados à discretização numérica das malhas nos resultados das simulações. Esse estudo foi apresentado na seção (5.1).

Posteriormente, o objetivo das simulações na seção (5.2) foi comparar o comportamento dinâmico da estrutura oscilante através das amplitudes de deslocamentos do corpo para diferentes valores de velocidade reduzida.

Por último, as características do escoamento tal como os desprendimentos de vórtices, foram analisados na seção (5.4) e foram classificados em diferentes modos de acordo com o número de vórtices que são desprendidos do cilindro em um período de vibração.

As simulações foram conduzidas considerando o escoamento passando por um cilindro quadrado com dois DOF em um baixo número de Reynolds de  $Re = 100$ . Uma baixa razão de massa de  $m^* = 3$  foi estabelecida e o fator de amortecimento mantido nulo  $\xi = 0$  conforme mencionado anteriormente.

### 5.1 Estudo de Convergência

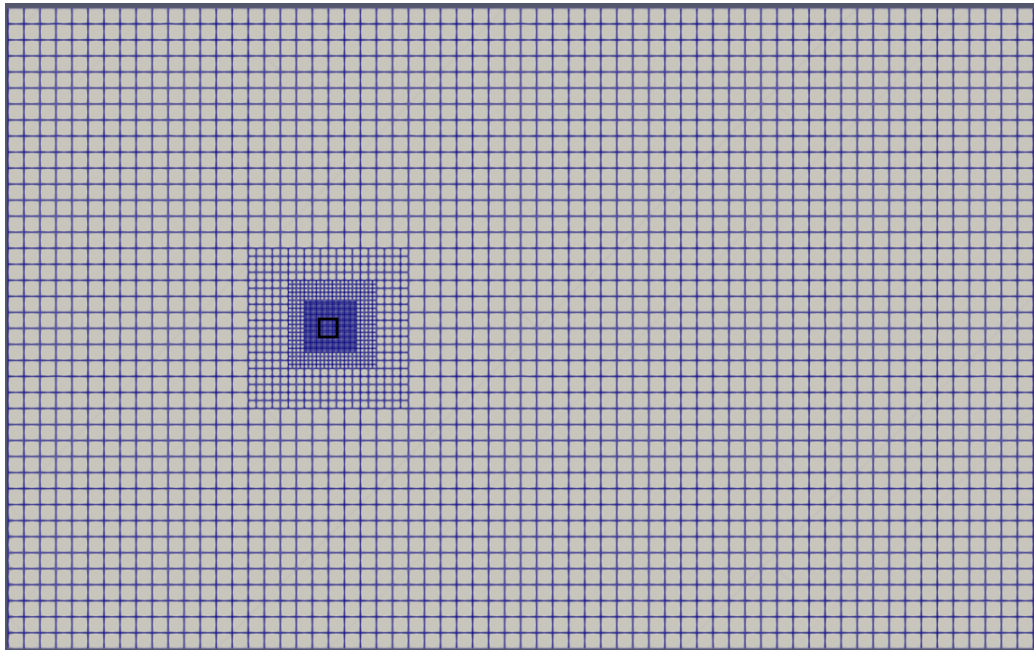
A aplicação da metodologia LES requer refinamento adequado de malha, conforme a física do problema a ser resolvido. Problemas como escoamentos cisalhantes livres e escoamentos sobre corpos rombudos - como automóveis, tubulações para trocadores térmicos e escoamentos sob efeitos de forças gravitacionais -, têm sido objeto de prática cotidiana do uso da metodologia LES (SILVEIRA-NETO, 2020).

#### 5.1.1 Convergência de malha

Para estabelecer a insensibilidade dos resultados previstos para refinamento adicional da malha, além da malha M1 apresentada na seção anterior usada para os cálculos iniciais, duas novas malhas foram investigadas. Estas malhas foram geradas de modo que os

elementos da malha inicial ao longo do eixo x fossem sucessivamente refinados por um fator de dois. Assim, a malha M1 que possuía 32 elementos iniciais ao longo do eixo x, deu origem às novas malhas, apresentando 64 e 128 elementos ao longo do eixo x do domínio. Elas foram designadas como M2 e M3 respectivamente e foram apresentadas nas figuras (17) e (19) a seguir:

Figura 17 – Malha (M2) com 64 elementos iniciais ao longo de x



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Figura 18 – Número total de elementos para a malha M2

```

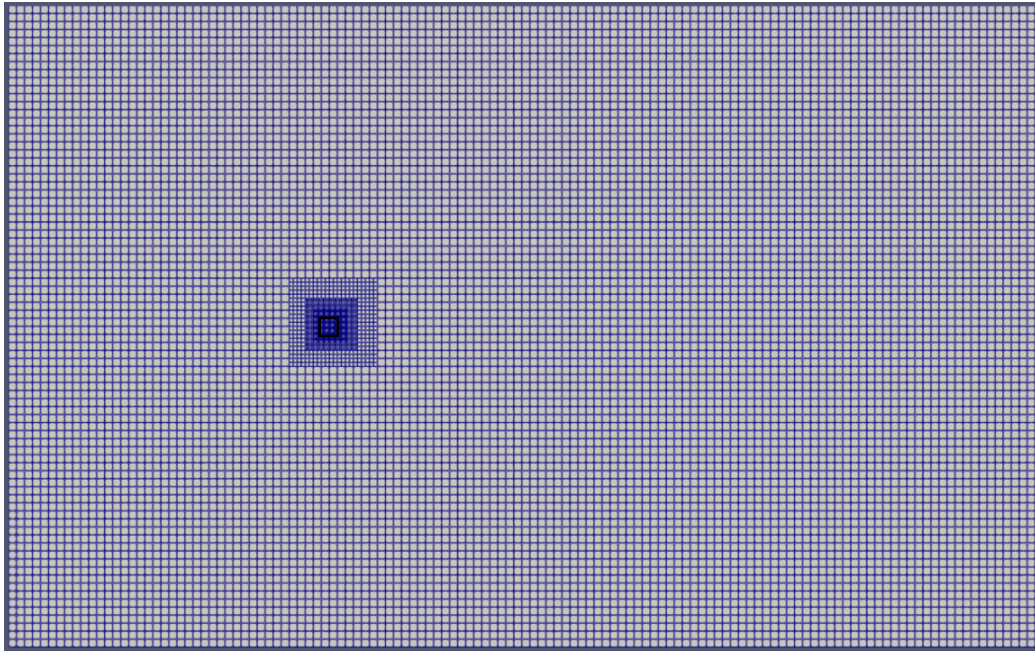
dx_ltop= 7.00000E-03 dy_ltop= 7.00000E-03 dz_ltop= 3.50000E-03
dx_lbot= 56.00000E-03 dy_lbot= 56.00000E-03 dz_lbot= 28.00000E-03
.....
number of cells after remesh per processor: proc_id =      1 ncell =      12374
number of cells after remesh per processor: proc_id =      2 ncell =      55576
number of cells after remesh per processor: proc_id =      4 ncell =      10317
number of cells after remesh per processor: proc_id =      5 ncell =      10317
number of cells after remesh per processor: proc_id =      6 ncell =      10317
number of cells after remesh per processor: proc_id =      0 ncell =      12374

number of total cells:          177168
.....

```

Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Figura 19 – Malha (M3) com 128 elementos iniciais ao longo de x



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Figura 20 – Número total de elementos para a malha M3

```
dx_ltop= 3.50000E-03 dy_ltop= 3.50000E-03 dz_ltop= 3.50000E-03
dx_lbot= 28.00000E-03 dy_lbot= 28.00000E-03 dz_lbot= 28.00000E-03
.....
number of cells after remesh per processor: proc_id =      1 ncell =      28272
number of cells after remesh per processor: proc_id =      2 ncell =     153570
number of cells after remesh per processor: proc_id =      3 ncell =     153570
number of cells after remesh per processor: proc_id =      4 ncell =      26193
number of cells after remesh per processor: proc_id =      5 ncell =      26193
number of cells after remesh per processor: proc_id =      6 ncell =      26193
number of cells after remesh per processor: proc_id =      7 ncell =      26193
number of cells after remesh per processor: proc_id =      0 ncell =      28272

number of total cells:      468456
.....
```

Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Os resultados do estudo de convergência de malha foram registrados na tabela (2) para a região de bloqueio.

Tabela 2 – Estudo de convergência nas condições  $Re = 100$ ,  $m^* = 3$  e  $U_r = 5$

Malha	Divisão inicial	Elementos	Parâmetros analisados para o cilindro		
			$\overline{C_d}$	$C_{lrms}$	$A_y/D$
M1	32	87774	1,8937	0,6192	0,2845
			12,03%	10,20%	9,59%
M2	64	177168	2,1216	0,6823	0,3118
			0,19%	0,45%	0,61%
M3	128	468456	2,1257	0,6854	0,3137

Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Uma boa convergência pôde ser observada entre M2 e M3. Uma vez que uma solução exata de forma fechada para este problema físico não está disponível para o região de lock-in em  $U_r = 5$ , as soluções numéricas correspondentes à malha mais fina M3 foram consideradas como valores de referência.

Os valores em porcentagem na tabela (2) denotam a diferença relativa nas soluções numéricas em relação à malha mais grosseira anterior. Os valores em verde são os erros associados entre a malha M3 e M2, enquanto que os valores em vermelho são os erros associados entre as malhas M2 e M1.

Podemos observar que o desvio máximo dos resultados, como  $C_D$  e  $C_L$  e  $A_y/d$ , é de 12,03% (erro relativo), ao comparar a malha M1 com a Malha M2, ao passo que não existe mudança significativa entre a malha M2 e a malha M3 (apenas 0,61% de variação no valor de  $A_y/D$ ). Pôde-se observar que os valores de erro relativo registrados para as malhas M2 e M3 diferem em menos de 1%. Desta forma, a malha M2 foi selecionada para prosseguir com o estudo. Portanto, todas as investigações apresentadas a seguir foram baseadas nas características da malha M2.

## 5.2 Características e verificação da resposta

Para analisar as características do sistema fluido estrutural com o presente modelo numérico, o caso de escoamento passando por um cilindro quadrado com dois DOF em  $Re = 100$ ,  $m^* = 3$  e  $U_r = [4, 5, 6, 7, 8, 9, 14]$  foi simulado e teve seus resultados comparados com os dados presentes nos estudos de (ZHAO; CHENG; ZHOU, 2013) e (HAN *et al.*, 2018). Dessa forma, como o objetivo foi realizar um estudo comparativo, as variáveis que serão apresentadas nesta seção são variáveis adimensionais.



O estudo de caso do sistema massa-mola teve como um dos objetivos realizar a comparação dos resultados com os resultados obtidos por outros autores, como será visto.

### 5.2.1 Amplitude de Vibração

Foram analisadas as amplitudes de pico de vibração para uma série de velocidades reduzidas dentro do intervalo de lock-in e para algumas velocidades fora do intervalo. A amplitude de vibração de fluxo cruzado  $A_y/D$  é definida como:

$$A_y = \frac{(Y_{max} - Y_{min})}{2D} \quad (18)$$

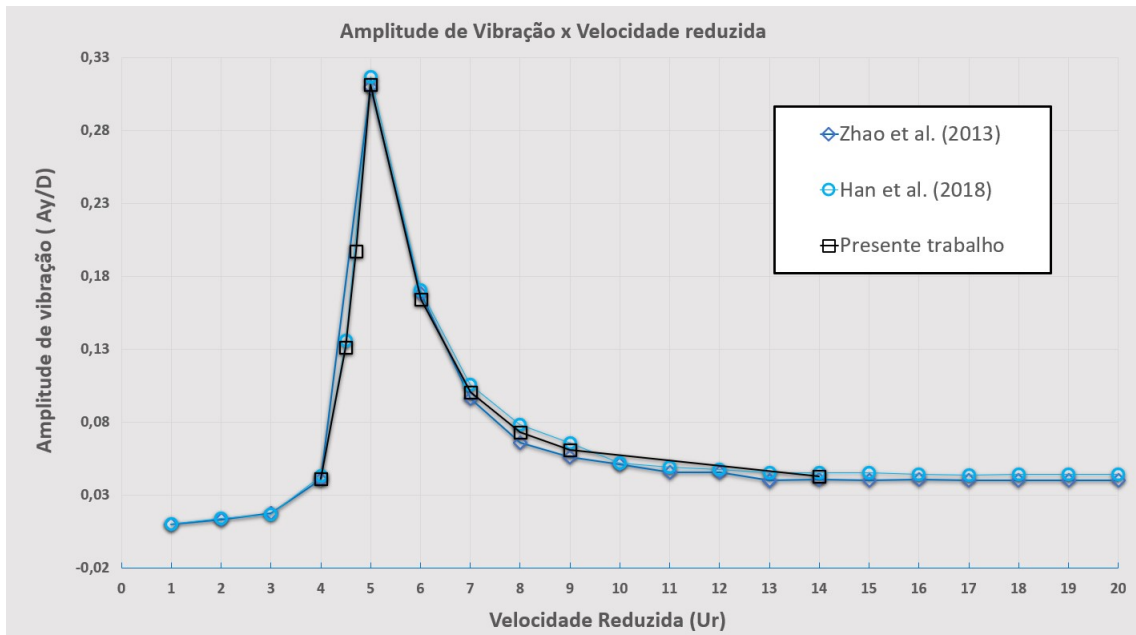
onde  $Y_{max}$  e  $Y_{min}$  denotam os deslocamentos máximo e mínimo do cilindro vibratório na direção Y, respectivamente.

A figura (21) mostra as variações da amplitude de vibração  $A_y/D$  em relação à velocidade reduzida comparados os resultados dos estudos de (ZHAO; CHENG; ZHOU, 2013) e (HAN *et al.*, 2018). A faixa de  $U_r < 4$  representa o regime de pré-bloqueio, onde as amplitudes de vibração são desprezivelmente pequenas. À medida que  $U_r$  aumenta, as frequências de desprendimento de vórtices (e, portanto, as frequências de força periódicas) sincronizam com as frequências de vibração, e a faixa de bloqueio se desenvolve. No ramo inicial, as amplitudes de vibração aumentam à medida que  $U_r$  aumenta antes de atingir um pico.

A diferença dos valores encontrados para  $A_y$  entre os dois estudos utilizados como referência, encontram-se dentro da faixa de 1% para todas as velocidades reduzidas.

Na região de bloqueio de  $U_r = 4$  a  $U_r = 6$ , a variação de  $A_y$  mostrou-se abrupta e bastante sensível à mudança de  $U_r$ . Portanto, para melhor descrever este comportamento, mais dois casos dentro da região de lock-in foram simulados, sendo eles para  $U_r = 4, 5$  e  $4, 7$ .

Figura 21 – Comparação da resposta em amplitude de vibração do cilindro para diferentes valores de velocidade reduzida

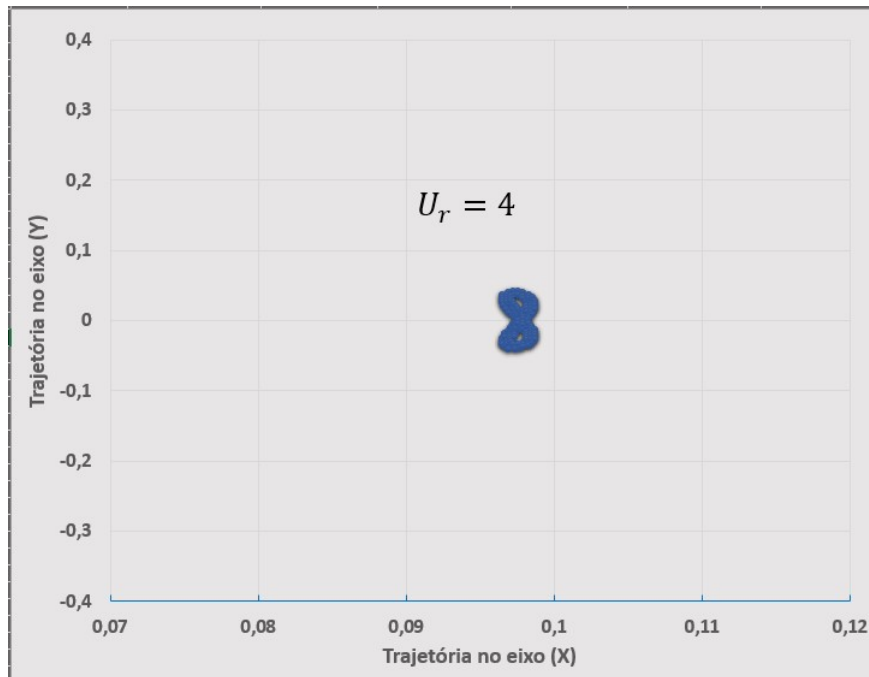


Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Também pôde-se observar que as amplitudes  $A_y$  simuladas no presente estudo, para esta configuração, aumentam com o aumento da  $U_r$ , inicialmente até  $U_r = 5$ , e depois diminuem monotonicamente. Esta característica representa a dissociação do regime de lock-in à medida que as frequências de desprendimento não coincidem mais com as frequências naturais da estrutura.

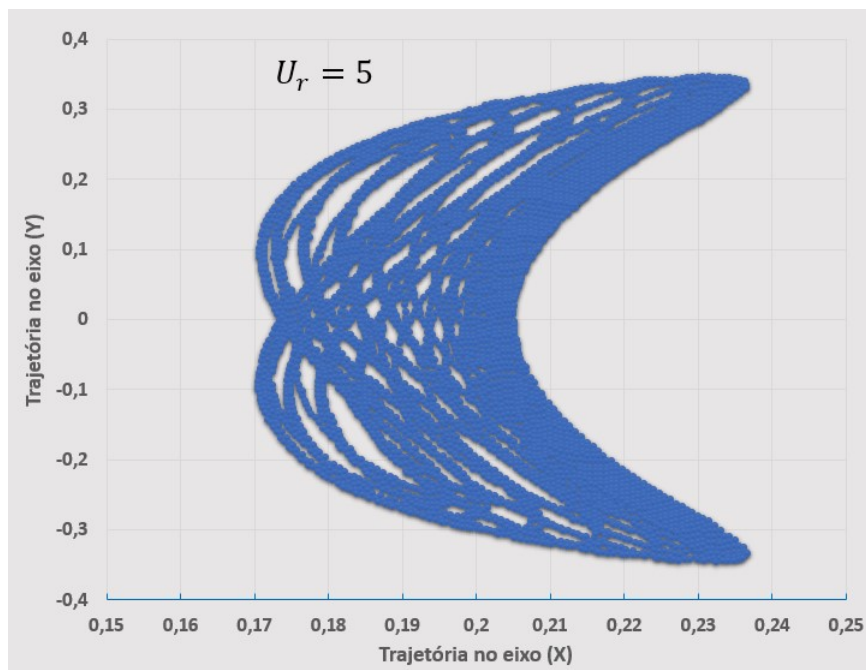
### 5.3 Trajetórias XY do cilindro em vibração livre

As figuras (22) (24) (25) apresentam as trajetórias XY do cilindro em vibração livre para diferentes velocidades reduzidas fora do regime de lock-in, com  $U_r = 4$ ,  $U_r = 6$ ,  $U_r = 7$ , respectivamente. Como a amplitude de vibração na direção x é muito menor do que na direção y, a escala do eixo X nas figuras foi ampliada para examinar as características de vibração nesta direção. As trajetórias de vibração estão compreendidas na forma de um "8" distorcido. Com a dimensão na direção em linha sendo muito menor do que na direção de fluxo cruzado.

Figura 22 – Trajetória XY para  $U_r = 4$ 

Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

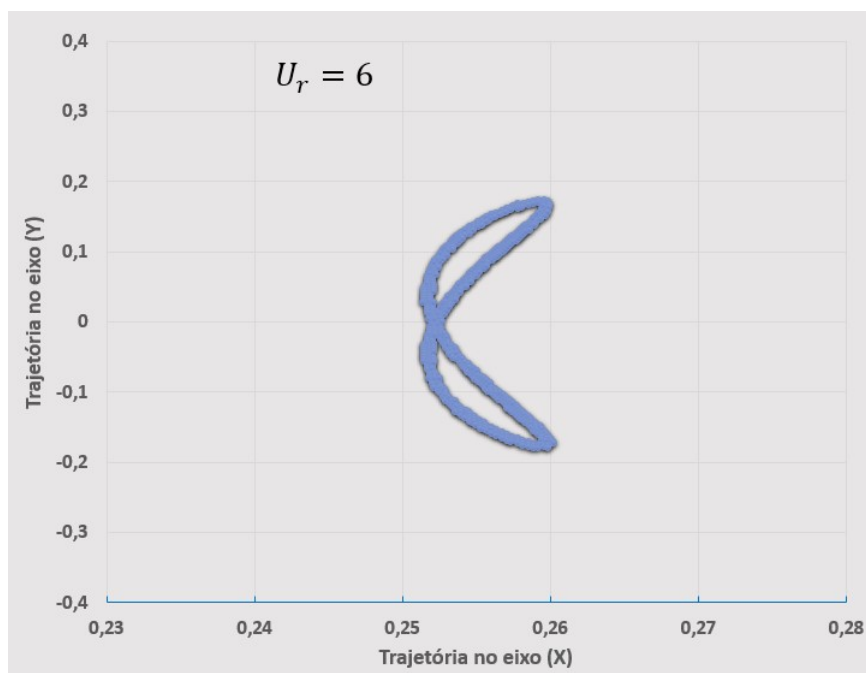
A figura 23 representa o caso investigado sobre a velocidade de lock-in. A trajetória de vibração em  $U_r = 5$  realmente se caracterizou na forma de um loop não fechado no formato de "8" que tem seu movimento deslocando-se para frente e para trás ao longo do eixo X.

Figura 23 – Trajetória XY para  $U_r = 5$ 

Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

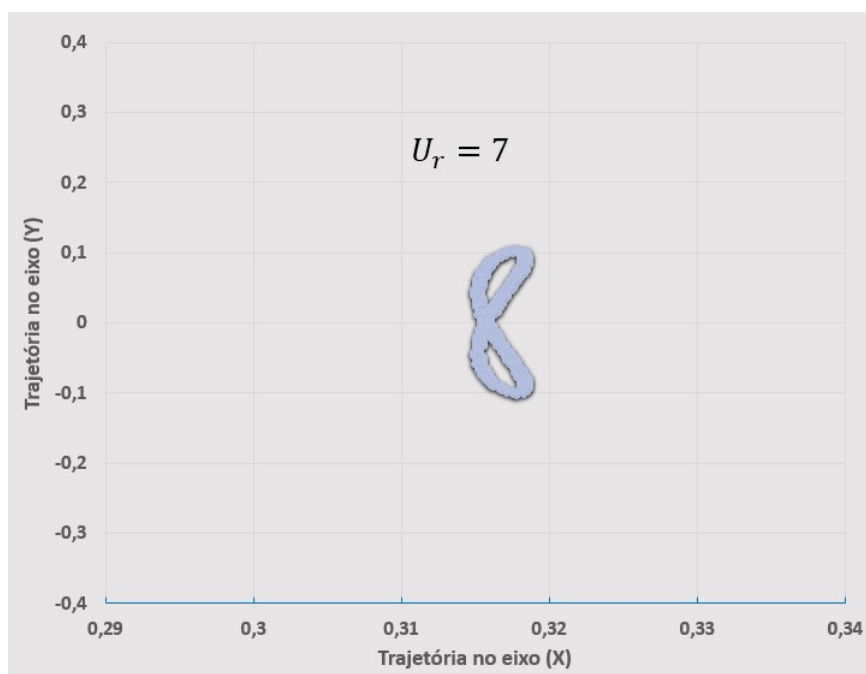


Figura 24 – Trajetória XY para  $U_r = 6$



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Figura 25 – Trajetória XY para  $U_r = 7$



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

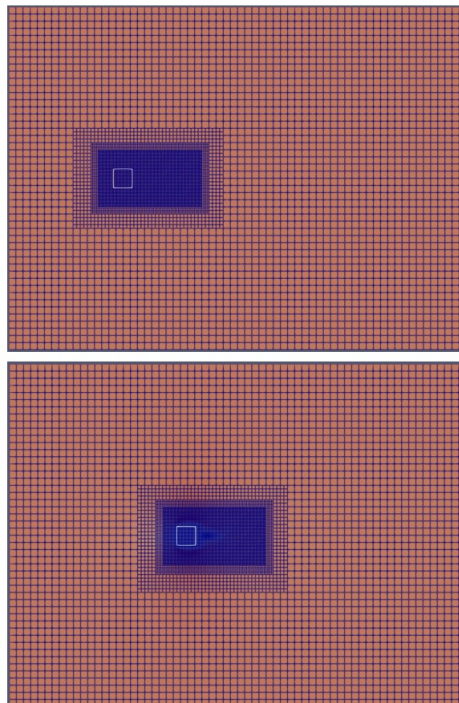
## 5.4 Características do escoamento

Em um primeiro momento, verificou-se que, à medida com que a velocidade reduzida ( $U_r$ ) aumenta para os diferentes casos simulados, há uma influência na resposta da interação fluido-estrutura. É intrínseco ao modelo de IFE adotado que à medida com que a velocidade reduzida adimensional aumenta, a estrutura se desloca. Assim, a mesma carga consigo o escoamento e também os patches iniciais de refinamento da malha. Neste caso, o corpo imerso sempre estará no nível LTOP.

Este sistema sofre uma translação no sentido positivo do eixo x. Em um dado instante de tempo, essa translação cessa e o cilindro assume uma posição média, em torno da qual ele continua a oscilar. Neste ponto, a simulação atinge o regime permanente do ponto de vista do deslocamento longitudinal da estrutura.

A figura (26) é uma ilustração dessa característica. Foi representado de forma ampliada, a diferença da posição de equilíbrio para uma velocidade menor (imagem superior), com a posição de equilíbrio longitudinal para uma velocidade reduzida maior (imagem inferior), após a estrutura assimilar as diferentes forças do carregamento exercido pelo fluido.

Figura 26 – Representação do deslocamento inicial da estrutura para diferentes velocidades reduzidas

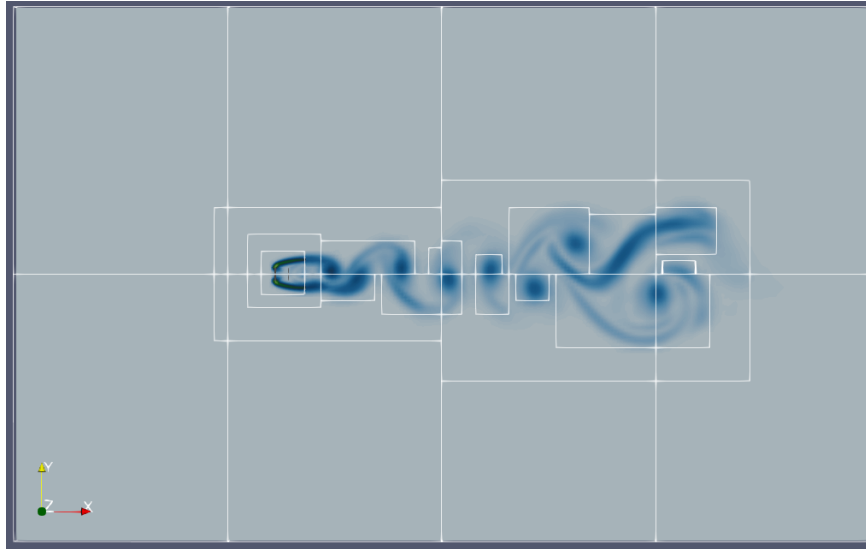


Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

Na figura 27, visualiza-se o escoamento sobre o cilindro de seção transversal quadrada. O escoamento acontece da esquerda para a direita, sendo caracterizado por  $Re = 100$ . As estruturas turbilhonares formadas a jusante do corpo são apresentadas, utilizando-se

os contornos de vorticidade em  $U_r = 5$ , sobre o regime lock-in nos instantes em que o cilindro está nas localizações de equilíbrio longitudinal, livre para oscilar.

Figura 27 – Corte no plano X-Y da malha euleriana com refinamento adaptativo de acordo com o critério de vorticidade

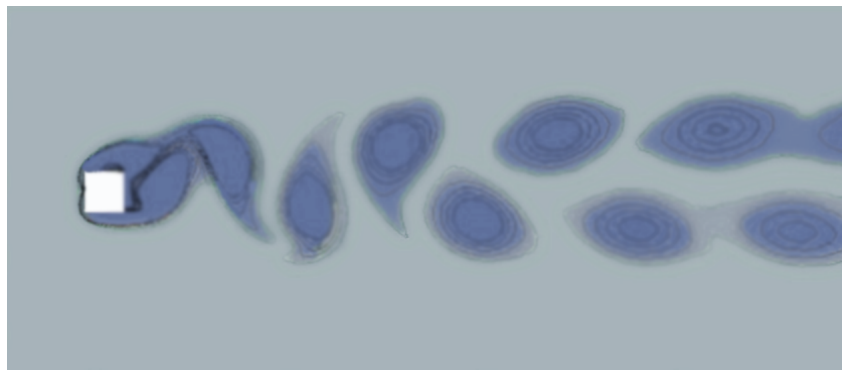


Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

De acordo com a figura (27), é possível visualizar os modos de emissão das instabilidades de Kelvin-Helmholtz, que se formam devido à presença do cilindro.

Em seguida, a figura (28) representa a visualização do contorno de vorticidade para a condição de  $U_r = 5$ . Os vórtices dispersos formaram uma configuração caracterizada por duas fileiras. Em outro momento, foi possível observar o desprendimento de dois vórtices simples (2S) lançados do cilindro em  $U_r = 6$ , pelo fato de que a amplitude de vibração foi menor para este caso.

Figura 28 – Escoamento para  $U_r = 5$  de acordo com o critério de vorticidade



Fonte: Elaborada pelo autor. (2022)

De forma geral, para os diferentes casos simulados de velocidade reduzida, foi possível observar o comportamento da esteira de fluido que se forma, compreendendo dois modos

principais. Sendo eles o modo “2S”, no qual um par de vórtices é formado por período de vibração, e o outro, que compreende um modo “2P”, no qual dois pares de vórtices são formados por período. Para os casos iniciais de velocidade, embora o movimento do vórtice também estivesse no modo “2P”, a amplitude da resposta foi distintamente menor do que para o caso simulado sobre a região de lock-in em  $U_r = 5$ .

---

## Conclusões

O presente trabalho teve como objetivo apresentar os conceitos que envolvem o tema das simulações numéricas de **IFE**, aplicados ao estudo das características dinâmicas de **VIV** em cilindros quadrados. De forma geral, concluiu-se que os objetivos iniciais foram cumpridos.

Com o estudo realizado, foi possível observar os principais parâmetros que estão relacionados com o fenômeno de **VIV** para o caso do modelo físico proposto. Estes parâmetros são a chave para o entendimento de como prever e controlar o comportamento das estruturas submetidas à essas condições.

Além dos estudos realizados, as simulações numéricas também demonstraram ser uma ferramenta poderosa para estudar diversos outros fenômenos. Os modelos numéricos baseados na simulação das grandes escalas forneceram resultados numéricos satisfatórios para inúmeras aplicações.

As simulações numéricas forneceram entendimentos precisos sobre os mecanismos geradores de **VIV**, como a verificação de que o parâmetro que mais influenciou na resposta do sistema foi de fato a velocidade reduzida. A partir de uma correta predição das frequências associadas do sistema estrutural e da configuração adequada da rigidez do sistema massa mola foi possível observar o fenômeno de lock-in. Após a obtenção e análise dos resultados, foi possível averiguar as características do fenômeno de lock-in e as regiões do escoamento em que ele acontece.

De forma geral, os resultados das simulações se mostraram em boa concordância entre si e também quando comparados com dados presentes na bibliografia, validando assim que o esquema numérico e a resolução utilizados neste trabalho são adequadamente precisos e confiáveis para a solução de mais casos de interação fluido estrutura e **VIV** de cilindros quadrados na região laminar.

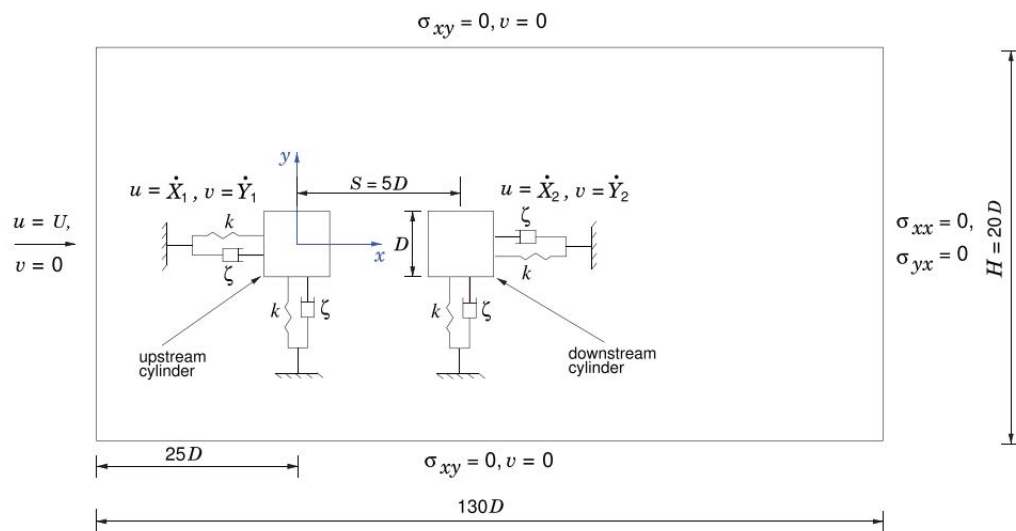
Este projeto consolidou os aprendizados adquiridos na plataforma computacional MFsim no desenvolvimento de algoritmos para simulação numérica de problemas de dinâmica dos fluidos. Com este trabalho foi possível desenvolver uma profunda compreensão do mundo das simulações numéricas e os desafios industriais e acadêmicos que permeiam tal

atividade.

## 6.1 Trabalhos Futuros

Dado o presente trabalho, a implementação e validação do código para novas configurações poderá ser realizada comparando os resultados com os estudos já embasados. Como proposto no projeto estudado por (KUMAR; SEN, 2021), seria de interesse, também para projetos futuros, utilizar o que foi disposto, para próximas etapas de investigação do comportamento de arranjos de cilindros em configuração tandem como pode ser observado na figura abaixo:

Figura 29 – Configuração de cilindros em tandem com 2 DOF



Fonte: Retirada de (KUMAR; SEN, 2021)

---

## Referências

API. **American Petroleum Institute**. 2021. Disponível em: <<https://www.api.org/oil-and-natural-gas/wells-to-consumer/exploration-and-production/offshore/offshore-production-facilities>>. Acesso em: 23/03/2022. Citado na página 15.

ARAKAKI-JUNIOR, H. **ESTUDO DOS ESFORÇOS DE CORRENTEZA MARÍTIMA EM RISERS COM USO DE CFD**. 105 p. Dissertação (Mestrado) — UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, Campinas, 2016. Disponível em: <<https://vdocuments.net/estudo-dos-esforos-de-correnteza-martima-em-2018-8-30-estudo-dos-esforos.html>>. Citado na página 15.

CARVALHO, A. R. D. **Modelagem e Aplicação de Metodos de Fronteira Imersa para Analise de Escoamentos Sobre Atenuadores de VIV**. 123 p. Dissertação (Mestrado) — Universidade de Federal De Uberlândia, Uberlândia, 2021. Disponível em: <<http://doi.org/10.14393/ufu.di.2021.415>>. Citado na página 16.

CAVALINI-JUNIOR, A. A. **Detection and identification of incipient transversal cracks in flexible and horizontal shafts of rotating machines**. 270 p. Tese (Doutorado em Engenharias) — Universidade Federal de Uberlândia, 2013. Disponível em: <<https://repositorio.ufu.br/handle/123456789/14730>>. Citado na página 29.

CHORIN, A. J. **The numerical solution of the navier-stokes equations for an incompressible fluid**. **American Mathematical Society**, v. 73, n. 11, p. 928–931, 1967. Disponível em: <<https://projecteuclid.org/journals/bulletin-of-the-american-mathematical-society/volume-73/issue-6/The-numerical-solution-of-the-Navier-Stokes-equations-for-an/bams/1183529112.full>>. Citado na página 28.

COSTA, M. **Offshore Platforms Sizing Offshore Platforms Sizing Optimization through Genetic Optimization through Genetic Algorithms Algorithms**. 2008. Disponível em: <[https://www.esteco.com/sites/default/files/Petrobras\\_Mauro\\_Costa\\_2.pdf](https://www.esteco.com/sites/default/files/Petrobras_Mauro_Costa_2.pdf)>. Acesso em: 17/03/2022. Citado na página 17.

CRUZ, G.; SOUZA, C. de. **Análise comparativa das teorias de euler-bernoulli e timoshenko via método das diferenças finitas com implementação computacional em scilab**. v. 39, p. 1, 06 2018. Disponível em: <[https://www.researchgate.net/figure/Figura-3-Analise-das-secoes-de-uma-viga-com-relacao-alturacomprimento-elevada-com\\_fig1\\_326075889](https://www.researchgate.net/figure/Figura-3-Analise-das-secoes-de-uma-viga-com-relacao-alturacomprimento-elevada-com_fig1_326075889)>. Citado na página 30.

HAN, Z.; ZHOU, D.; MALLA, A.; NEPALI, R.; KUSHWAHA, V.; LI, Z.; KWOK, K. C.; TU, J.; BAO, Y. **Wake-induced vibration interference between a fixed square cylinder and a 2-DOF downstream square cylinder at low Reynolds numbers.** *Ocean Engineering*, v. 164, p. 698–711, 2018. ISSN 0029-8018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2018.07.007>>. Citado nas páginas 21, 22, 43 e 44.

JAIMAN, R.; PILLALAMARRI, N.; GUAN, M. **A stable second-order partitioned iterative scheme for freely vibrating low-mass bluff bodies in a uniform flow.** *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 301, p. 187–215, 2016. ISSN 0045-7825. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.cma.2015.12.019>>. Citado nas páginas 20 e 21.

JAUVTIS, N.; WILLIAMSON, C. H. K. The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 509, p. 23–62, 2004. Citado na página 19.

KUMAR, D.; SEN, S. **Flow-induced vibrations of a pair of in-line square cylinders.** *AIP Physics of Fluids*, v. 33, n. 4, p. 043602, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/5.0038714>>. Citado na página 52.

LILLY, D. K. A proposed modification of the germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, v. 4, n. 3, p. 633–635, 1992. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.858280>>. Citado na página 27.

RIBEIRO-NETO, H. **Modelagem Matemática Para a Interação Fluido Estrutura Acoplado Escoamentos Incompressíveis e Viga de Timoshenko.** 177 p. Dissertação (Mestrado) — Universidade de Federal De Uberlândia, Uberlândia, 2016. Disponível em: <<http://doi.org/10.14393/ufu.di.2016.496>>. Citado na página 29.

SILVEIRA-NETO, A. da. **Escoamentos Turbulentos Análise física e modelagem Teórica.** Composer-Uberlândia, 2020. 653 p. ISBN 9786599036514. Disponível em: <<https://www.amazon.com.br/Escoamentos-Turbulentos-Análise-Modelagem-Teórica/dp/6599036511>>. Citado nas páginas 24, 25 e 40.

TACOMA. **Library of Congress.** 1940. Disponível em: <<https://www.loc.gov/resource/cph.3a46846/>>. Acesso em: 25/03/2022. Citado na página 14.

WHITE, F. M. **FLUID MECHANICS.** McGraw Hill, 2021. ISBN 9789385965494. Disponível em: <<https://www.mheducation.com/highered/product/fluid-mechanics-white/M9781260258318.html>>. Citado na página 19.

ZHAO, J.; NEMES, A.; JACONO, D. L.; SHERIDAN, J. **The effect of incidence angle variation of a square cylinder on its dynamic response and wake states.** *Proceedings of the 17th Australasian Fluid Mechanics Conference*, p. 724–727, 2010. Disponível em: <[https://www.flair.monash.edu.au/publications/pdfs/17afmc\\_Paper\\_277\\_Zhao\\_Nemes\\_LoJacono\\_Sheridan.pdf](https://www.flair.monash.edu.au/publications/pdfs/17afmc_Paper_277_Zhao_Nemes_LoJacono_Sheridan.pdf)>. Citado na página 20.

ZHAO, M.; CHENG, L.; ZHOU, T. **Numerical simulation of vortex-induced vibration of a square cylinder at a low Reynolds number.** *Physics of Fluids*, v. 25, n. 2, p. 023603, 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.4792351>>. Citado nas páginas 20, 21, 43 e 44.