

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA

ELONE IZATA GONÇALVES SAMPAIO

**CÁLCULO DO COMPRIMENTO DO
PONTO DE RECOLAMENTO DAS
CAMADAS CISALHANTES EM
ESCOAMENTOS TURBULENTOS**

**Alegrete
2022**

ELONE IZATA GONÇALVES SAMPAIO

**CÁLCULO DO COMPRIMENTO DO
PONTO DE RECOLAMENTO DAS
CAMADAS CISALHANTES EM
ESCOAMENTOS TURBULENTOS**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao curso de Bacharelado em Engenharia Mecânica como requisito parcial para a obtenção do grau de Bacharel em Engenharia Mecânica.

Orientador: Felipe Denardin Costa

**Alegrete
2022**

— Sampaio, Elone Izata Gonçalves

Cálculo Do Comprimento Do Ponto De Recolamento Das Camadas Cisalhantes Em escoamentos Turbulentos / Elone Izata Gonçalves Sampaio. – agosto, 2022.

50 f.: il.

Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação) – Universidade Federal do Pampa, Campus Alegrete, Engenharia Mecânica, 2022.

“Orientador: Felipe Denardin Costa”.

1. Turbulência. 2. Fluidodinâmica. 3. Simulação. 4. Openfoam. I. Título.

ELONE IZATA GONÇALVES SAMPAIO

**CÁLCULO DO COMPRIMENTO DO PONTO DE RECOLAMENTO DAS CAMADAS
CISALHANTES EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS**

Monografia apresentada ao Curso de engenharia Mecânica da Universidade Federal do Pampa, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Mecânica.

Dissertação defendida e aprovada em: 15, Agosto de 2022.

Banca examinadora:

Prof. Dr. Felipe Denardin Costa

Orientador

Unipampa

Prof. Dr. Adriano Roberto da Silva Carotenuto

Unipampa

Prof. Dr. Rafael Maroneze

Unipampa

Assinado eletronicamente por **FELIPE DENARDIN COSTA, PROFESSOR DO MAGISTERIO SUPERIOR,**



em 16/08/2022, às 15:02, conforme horário oficial de Brasília, de acordo com as normativas legais aplicáveis.



Assinado eletronicamente por **RAFAEL MARONEZE, PROFESSOR DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 16/08/2022, às 15:02, conforme horário oficial de Brasília, de acordo com as normativas legais aplicáveis.



Assinado eletronicamente por **ADRIANO ROBERTO DA SILVA CAROTENUTO, PROFESSOR DO MAGISTERIO SUPERIOR**, em 16/08/2022, às 15:18, conforme horário oficial de Brasília, de acordo com as normativas legais aplicáveis.



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.unipampa.edu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **0898301** e o código CRC **DC1DFAED**.

AGRADECIMENTO

Gostaria de agradecer primeiramente a minha família por ajudar a tornar esse sonho realidade e me proporcionar tudo que precisei até hoje, especialmente ao meu pai, Tomás Isata, e minha avó Maria De Fátima. Sem o apoio deles, nada disso seria possível.

Agradeço muito ao meu orientador, Professor Felipe Denardin, pelo trabalho que conseguimos desenvolver nesses dois anos, principalmente pela iniciação científica. Esse período de orientação me fez crescer muito e com certeza levarei para o resto da vida.

Agradeço também a todos que me ajudaram de alguma forma neste trabalho e a todos os meus amigos, companheiros e colegas da Engenharia Mecânica e do Rotaract Clube de Alegrete que participaram de alguma forma dessa conquista, seja nos estudos, seja nos churrascos e mesas de bar, tornando os anos passados na faculdade sensacionais, sem os quais a graduação não faria sentido. Deixo um abraço especial ao Gustavo, Cassiano, Daniel e Diego, que participaram de todos os momentos desde o início. Deixo também meu agradecimento especial a Cris, Fabiana e toda sua família, pelos dois primeiros anos de apoio quando cheguei na cidade de Alegrete, tendo sido de grande importância para minha adaptação no bairra chão. Por fim manifesto um especial agradecimento a Gabriela e a Bruna por terem participado de quase todos os momentos importantes nessa jornada universitária.

RESUMO

O estudo da separação das camadas cisalhantes é importante para engenharia por causa da variedade de casos que esse fenômeno ocorre, como escoamento em canais difusores de câmara de combustão, bolhas de separação em aerofólios, escoamentos em pontes e edifícios, etc. Um caso de separação das camadas cisalhantes bastante estudado é o escoamento em um degrau descendente bastante conhecido na literatura também como Backward-Facing Step (BFS). Neste problema um escoamento completamente desenvolvido percorre um canal de seção retangular até a ocorrência de uma brusca expansão induzida ocasionado pela mudança de geometria no canal, que apresenta o formato de um degrau. O presente trabalho enquadra-se no estudo computacional de escoamentos turbulentos em um degrau descendente e tem como objetivo avaliar a capacidade de predição de dois modelos de turbulência do tipo RANS no cálculo do comprimento de recolamento, utilizando uma geometria bidimensional com $E_r = 2$ construída no utilitário BlockMesh do software de fluidodinâmica computacional OpenFoam. O solver utilizado foi o PimpleFoam e considerou-se que o escoamento é bidimensional, monofásico, isotérmico, turbulento e tratado em regime transiente com $Re = 9000$. Para estimar o tempo de simulação utilizou-se o tempo unitário que é necessário para percorrer a altura do degrau (h), sendo este valor estimado em 500s. Após feita a simulação realizou-se o pós-processamento utilizando a ferramenta Paraview e chegou-se aos valores de $X_r = 6,25h$ para o modelo $k - \epsilon$ e $X_r = 8,0h$ para o modelo SST $k - \omega$. A simulação DNS e LES realizadas por (KOPERA et al., 2011) e (WANG; WU; ZHU, 2019) respetivamente foram utilizados para validação dos resultados.

Palavras-chave: Turbulência. Fluidodinâmica. Simulação. Openfoam.

ABSTRACT

The study of shear layer separation is important for engineering because of the variety of cases that this phenomenon occurs, such as flow in combustion chamber diffuser channels, separation bubbles in airfoils, flow in bridges and buildings, etc. A well-studied case of shear layer separation is the flow in a descending step, also known in the literature as Backward-Facing Step (BFS). In this problem a fully developed flow flows through a rectangular channel section until the occurrence of a sudden induced expansion caused by the change of geometry in the channel, which presents the shape of a step. This paper is part of the computational study of turbulent flow in a descending step and aims to evaluate the predictive ability of two RANS turbulence models to calculate the reattachment length, using a two-dimensional geometry with $Er = 2$ built in the BlockMesh utility of the computational fluid dynamics software OpenFoam. The solver used was PimpleFoam and the flow was considered to be two-dimensional, single-phase, isothermal, turbulent, and treated in the transient regime with $Re = 9000$. To estimate the simulation time it was used the unit time that is necessary to cover the height of the step (h), this value being estimated at 500s. After the simulation, post-processing was performed using the Paraview tool and the values $Xr=6.25h$ for the $k - \epsilon$ model and $Xr = 8.0h$ for the SST $k - \omega$ model. The DNS and LES simulations performed by (KOPERA et al., 2011) and (WANG; WU; ZHU, 2019) respectively were used for validation of the results.

Keywords: Turbulence, Fluid dynamics, Simulation, Openfoam..

LISTA DE FIGURAS

1	Detalhamento do escoamento sobre um degrau descendente.....	14
2	Características do escoamento sobre um degrau descendente.....	16
3	Geometria do problema com $E_R = H/(H - h) = 2$, e detalhes sobre a configuração da geometria com espaçamento da grade(tamanho das zonas e fatores de concentração); as setas indicam a direção de refinamento da grade). Não à escala.....	19
4	Estrutura organizacional básica de um caso no OpenFOAM®.....	29
5	Representação da área de trabalho do Paraview.	30
6	Geometria construída para simulação.....	32
7	Malha gerada	33
8	Condições de contorno do problema	33
9	Malha próximo a região próxima do degrau.....	35
10	Coefficiente de fricção na parede do domínio	38
11	Região da zona de recirculação em linhas de corrente	39
12	Contorno de velocidade obtido por DNS.....	40
13	Contorno de velocidade obtido para os dois modelos	41
14	Perfis de velocidades obtidos para quatro diferentes posições	42
15	Perfil do coeficiente de pressão obtido na parte inferior da parede	43
16	Contorno do coeficiente de pressão obtido obtido na parte inferior da parede para os dois modelos.....	44
17	Contorno do coeficiente de pressão obtido por Kopera.....	45
18	Energia cinética turbulenta modelo LES (Wang, Wu e Zhu (2019)).....	46
19	Energia cinética turbulenta para os dois modelos	46

LISTA DE TABELAS

1	Constantes para o modelo de turbulência SST $k - \omega$	27
2	Dados da malha.....	33
3	Condições de contornos aplicadas em cada região.....	36
4	Comprimento de recolamento e coeficiente de fricção.....	40

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

OpenFOAM	Open Field Operation and Manipulation
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional
DNS	Simulação numérica direta (do inglês Directal Numeric Simulation)
LES	Simulação de Grandes Escalas
RANS	Modelagem da Turbulência Baseada nas Equações Médias de Reynolds
URANS	Unsteady Reynolds averaged Navier Stokes
PIMPLE	Pressure Implicit with Splitting of Operator
BFS	Degrau descendente (do inglês Backward-Facing Step)
SST	Shear Stress Transport
pimpleFoam	Transient solver for incompressible, turbulent flow of Newtonian fluids

LISTA DE SÍMBOLOS

C_f	Coeficiente de atrito
$C_{f,min}$	Coeficiente de atrito mínimo
C_p	Coeficiente de pressão
E_r	Raio de expansão
F_1	Função de mistura do modelo SST k-
F_2	Função de mistura do modelo SST k-
h	Altura do degrau
I	Intensidade turbulenta
L_i	Comprimento do canal de entrada
L_x	Comprimento do canal de saída
L_y	Altura do canal de saída
p	Pressão
Re	Número de Reynolds
P	Pressão modificada
P_w	Pressão na parede superior
U_b	Velocidade média de entrada do escoamento
X_r	Comprimento de recolamento
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede
k	Energia cinética turbulenta
μ	Viscosidade dinâmica
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta
n	Coordenada local normal à parede
ρ	Massa específica

SUMÁRIO

1 Introdução	13
1.1 Objetivo Geral.....	14
1.2 Objetivos Específicos.....	14
1.3 Justificativa	15
2 Revisão Bibliográfica	16
2.1 Escoamento turbulento em um degrau descendente(BFS)	16
2.2 Equações governantes.....	20
2.3 Fluidodinâmica Computacional.....	22
2.4 Modelos de Turbulência	23
3 Metodologia	24
3.1 Modelo κ - ϵ Padrão.....	24
3.2 Modelo SST κ - ω	25
3.3 OpenFOAM	27
3.4 ParaView	29
3.5 Condições iniciais e de contorno	31
4 Resultados E Discussões	37
4.1 Comprimento De Recolamento	37
4.2 Perfil Da Velocidade Média.....	40
4.3 Coeficiente De Pressão	43
4.4 Energia Cinética Turbulenta	45
5 Considerações Finais	47
Referências	48

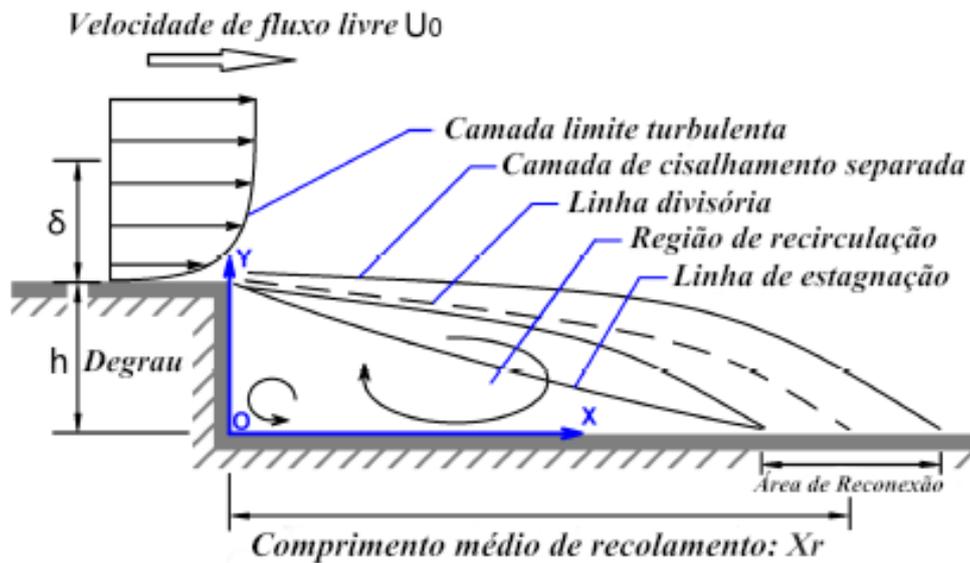
1 INTRODUÇÃO

Escoamentos complexos com surgimento de zonas de separação, recirculação e recolamento da camada limite cisalhante causadas por gradiente adverso é de natureza transiente e tridimensional têm como característica a alta intensidade turbulenta e o gradiente de pressão reverso. O entendimento e o estudo dos fenômenos que ocorrem nesses tipos de escoamento é de grande importância devido ao seu significado e importância em projetos de engenharia como: escoamento em canais difusores de câmara de combustão, bolhas de separação em aerofólios, escoamentos em pontes e edifícios, dutos industriais, resfriamento de dispositivos eletrônicos, estudo de escoamentos atmosféricos em terrenos complexo, este último que é de grande importância para o setor de geração de energia eólica.

Em todos estes exemplos de aplicação citados acima o surgimento das zonas de separação, recirculação e recolamento, muda drasticamente o transporte do momento e do calor no escoamento (KOPERA et al., 2011). O surgimento de gradientes adversos de pressão que ocorrem devido a mudança repentina da geometria são responsáveis pelo incremento da pressão estática na direção do escoamento, e induzem o descolamento da camada limite por causa da redução da velocidade no escoamento, fazendo com que a tensão de cisalhamento neste ponto da parede seja nula (KOPERA et al., 2011). Com a tensão de cisalhamento nula surge a zona de separação e dependendo do tipo de geometria, apresenta um ponto de recolamento posteriormente, e entre essas duas zonas formadas surge uma bolha de recirculação (MA; SCHRÖDER, 2017). A Fig 1 ilustra as regiões mencionadas.

O escoamento turbulento, com presença de regiões de descolamento da camada limite, podem ser estudado analisando o escoamento em um degrau descendente, bastante conhecido na literatura também como Backward-Facing Step (BFS) (VERSTEEG; MALASEKERA, 2007). Neste problema, um escoamento completamente desenvolvido percorre um canal de seção retangular até a ocorrência de uma brusca expansão induzida, ocasionado pela mudança de geometria no canal, que passa a apresentar o formato de um degrau. Mesmo sendo um modelo relativamente simples este problema reproduz comportamento de escoamentos muito importantes, como por exemplo, o surgimento de vórtices induzidos pela separação da camada limite, uma região de recirculação, e um ponto de recolamento da camada limite (NEUMANN; WENGLER, 2003).

Figura 1 – Detalhamento do escoamento sobre um degrau descendente



Fonte: Adaptado de Ma e Schröder (2017).

1.1 Objetivo Geral

O principal objetivo deste trabalho é estudar e entender os modelos de turbulência RANS e sua correta aplicação em simulação computacional em um escoamento complexo turbulento sobre um degrau com a ocorrência de fenômenos como a separação, recirculação e recolamento causadas por um gradiente adverso de pressão motivado pela mudança brusca da geometria.

1.2 Objetivos Específicos

Como objetivos específicos deste trabalho pode-se ressaltar:

- Entender e realizar o processo de geração da malha que represente bem o caso a ser estudado e realizar a simulação utilizando o CFD OpenFOAM®;
- Entender como os modelos de turbulência impactam na reprodução de escoamentos turbulentos com fenômenos de recirculação e recolamento de camada limite;
- Calcular o comprimento de recolamento X_r para os modelos SST $k - \omega$ e $k - \epsilon$;

- Analisar os perfis e contornos de velocidade;
- Analisar os perfis e contornos do coeficiente de pressão;
- Analisar os perfis da energia cinética turbulenta;
- Validar os resultados das simulações utilizando dados de simulação numérica DNS e LES;

1.3 Justificativa

Estudos a respeito de escoamento complexos com a ocorrência de separação e recolamento da camada limite é de grande relevância para a engenharia por causa da variedade de situações em que esse fenômeno ocorre. O estudo desse processo visa o entendimento do fenômeno físico e encontrar possíveis soluções para diminuir os impactos desfavoráveis que são ocasionados devido a ocorrência desses fenômenos. Tendo em vista que, uma região de separação muito grande ocasiona o aumento da força de arrasto e é prejudicial para eficiência aerodinâmica (DRIVER; SEEGMILLER, 1985).

Devido à região de separação ser muito extensa, a realização de medidas de escoamentos atmosféricos, ou mesmo estudos em túnel de vento, são muito complexos e onerosos. Assim, com o advento da computação e ganho de poder computacional a realização de simulações numéricas se tornou um importante aliado do CFD porque o tempo e redução de custos de projeto foram reduzidos. Desse modo as simulações numérica se tornaram um grande aliado nas etapas de teste dos projetos e têm desempenhando um papel importante na diminuição de custos relacionados a teste e na qualidade dos projetos (MALISKA, 2004).

As estruturas turbulentas na camada de cisalhamento eliminam o campo irrotacional da região não turbulenta fora da camada de cisalhamento (EATON; JOHNSTON, 1981). Resultando no surgimento de pequenas vorticidades próximas a região de recirculação que está posicionado entre a região da camada de cisalhamento e a parede. Esta região é composta de uma camada primária de vórtices que ocupam a maior parte da área e um vórtice secundário próximo à borda do degrau.

A distância entre a borda do degrau até a metade da região de recolamento como pode se ver na Fig 1 é denominada por comprimento de recolamento (X_r). Em estudos anteriores (KIM; KLINE; JOHNSTON, 1980),(KIM; KLINE; JOHNSTON, 1980),(LE; MOIN; KIM, 1997), provaram que o comprimento de recolamento é um importante parâmetro nos escoamentos turbulentos em BFS. Abbott e Kline (1962) realizaram um dos primeiros estudos experimentais sobre escoamentos em um BFS, onde foram construídas duas geometrias: uma com um degrau e outra com dois degraus. E descobriram que no decorrer do escoamento em um BFS três zonas surgem devido a separação turbulenta:

- região tridimensional, situada imediatamente depois da aresta do degrau e é caracterizada pelo surgimento de vários vórtices na direção do escoamento;
- região bidimensional, que surge no decorrer do escoamento e se move acima ao longo da parede;
- a terceira região tem um tamanho que varia em função do tempo.

Kim, Kline e Johnston (1980) realizaram experimentos usando canais divergentes para estudar o escoamento turbulento em um BFS. Após a obtenção dos resultados, fizeram a comparação com alguns modelos de turbulência e chegaram as seguintes conclusões: A mudança abrupta da geometria possibilita a formação de instabilidades do tipo Kelvin-Helmholtz, o comprimento de recolamento retarda a retomada da pressão no escoamento e não a uma grande influencia nos valores obtidos das tensões de Reynolds, e também observou-se que o coeficiente de fricção (C_f) diminui à medida que o Reynolds aumenta.

Vários trabalhos experimentais foram realizados ao decorrer do tempo com o objetivo de entender o escoamento complexo em um BFS, e todos eles nos permitiram ter uma maior compreensão dos fenômenos que ocorrem nesse tipo de geometria.

Nestes estudos permitiram também verificar hipóteses sobre algumas propriedades da turbulência. Dos variados estudos realizados observou-se que comprimento de recolamento (X_r) aumenta com a razão de expansão(E_r). A medida que o valor de R_e

aumenta (Até $R_e \approx 16300$), X_r depende apenas do E_r (NADGE; GOVARDHAN, 2014).

A razão de expansão também comumente denominado de raio de expansão é parametrizado utilizando a altura na saída do canal e a altura do degrau e é calculado utilizando a equação 1.

$$E_r = \frac{L_y}{L_y - h}. \quad (1)$$

O comprimento de recolamento X_r é a distância entre a borda do degrau até a metade da região de recolamento. Para calcular X_r de forma analítica é utilizada a curva do coeficiente de atrito na parede inferior do canal com o degrau visto que X_r se localiza no ponto onde C_f tem valor nulo. O coeficiente de atrito (C_f) é calculado por meio da Eq (2).

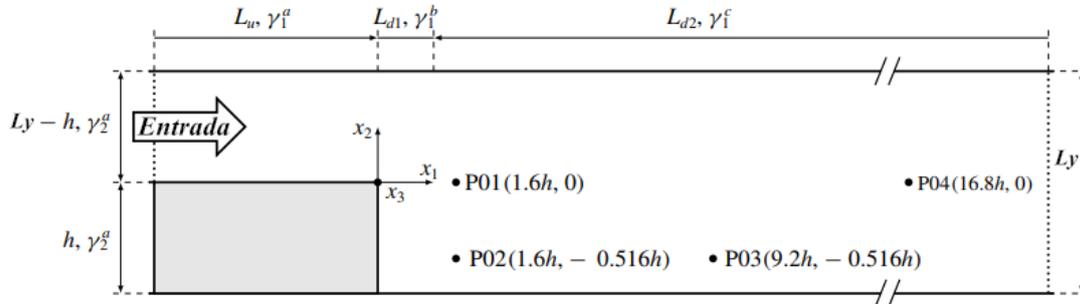
$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U_b^2}. \quad (2)$$

No decorrer do tempo houve um avanço no poder de processamento das máquinas permitindo que estudos que utilizam CFD como o de escoamentos complexos e turbulentos tivessem um grande crescimento e sua relevância aumentou com o tempo em estudos de dinâmica dos fluidos computacionais.

Desse modo vários estudos utilizando CFD têm sido realizados. Nadge e Govardhan (2014) realizaram diversos estudos paramétricos analisando a influência do número Reynolds e da razão de expansão sobre o comprimento de recolamento (X_r) e os autores também forneceram resultados mostrando o comportamento assintótico de X_r a partir de um certo limite.

Pont-Vílchez et al. (2019) realizaram uma simulação DNS de um escoamento turbulento com fluido incompressível sobre um BFS com um raio de expansão (E_r) de 2. No estudo mencionado foi utilizado um $R_e = 395$ como condição de entrada. O objetivo do estudo realizado era de entender a física por trás dos escoamentos turbulentos após o deslocamento da camada limite e fornecer dados de referencia para futuros trabalhos. Os dados iniciais da simulação foram gerados usando o escoamento em um canal para acelerar a obtenção do resultados usando DNS. Após a análise dos dados os autores chegaram a um X_r de $8.6h$ onde h é a altura do degrau. A geometria usada no estudo é mostrada abaixo na figura 3.

Figura 3 – Geometria do problema com $E_R = H/(H - h) = 2$, e detalhes sobre a configuração da geometria com espaçamento da grade (tamanho das zonas e fatores de concentração); as setas indicam a direção de refinamento da grade. Não à escala.



Fonte: Adaptado de Pont-Vílchez et al. (2019).

Chen et al. (2018) realizaram um estudo em um BFS com objetivo de analisar aspectos teóricos, experimentais e numéricos. Estudou-se a região de separação, o comprimento de recolamento (X_r), a relação de expansão, a transferência de calor, o número de Reynolds e outros parâmetros relevantes. Os autores chegaram as seguintes conclusões:

- Os estudos de BFS como um modelo de separação começaram nos anos 50. Os primeiros estudos se concentraram principalmente no modelo teórico e em experimentos de comprimento de recolamento, coeficiente de fricção, variações de pressão, etc.
- As simulações CFD com código aberto ou softwares comercial se tornaram um método importante no estudo BFS, enquanto as comparações com resultados experimentais ainda não satisfatórias.
- Os autores apresentaram futuras tendências na área de pesquisa supersônica, escoamento turbulento com transferência de calor, modulação do comprimento de recolamento, e detalhes aerodinâmicos. Apresentaram também métodos emergentes e novos nos estudos realizados acerca do BFS como o estudo realizado por (WU et al., 2021) que utilizou modelos de machine learning para simular um BFS. Entretanto, muitos problemas permanecem como desafios para a comunidade científica.

Os autores utilizaram um solver explícito de alta ordem de precisão e alta resolução, utilizou-se os dados gerados por uma simulação RANS como dados iniciais. E

por fim compararam os dados obtidos com os dados do experimento de Driver e Seegmiller (1985), chegando a resultados considerados satisfatórios visto que se aproximavam bastante dos resultados experimentais.

Toms (2015) realizou uma simulação utilizando LES para diferentes resoluções de malhas e número e diferentes condições de contorno na parede e chegou a conclusão que uma resolução de malha com 10 células que abrange a altura do degrau, com condição de fronteira de não deslizamento modela melhor o escoamento, chegando a um valor do comprimento de recolamento de $6,05 \cdot h$.

(WANG; WU; ZHU, 2019) realizou duas simulações utilizando LES e RANS(modelo $k - \epsilon$) em geometria do tipo degrau descendente com E_r de 2 e $R_\epsilon = 9000$. Os resultados da simulação foram validados com medidas de velocimetria por imagem de partículas (VIP) e simulação numérica direta (DNS). Os resultados obtidos indicaram que o modelo LES pode apresentar o surgimento de vórtices de grande escala, embora tenha se usado um tamanho de célula da malha grande. Porém o modelo LES tende a superestimar os componentes de tensão de Reynolds para simulações com malha que não estejam devidamente refinadas na região do degrau.

Jung (2020) realizaram uma simulação totalmente acoplada utilizando RANS-LES para fluidos viscosos e compressíveis com números de Reynolds altos, e obtiveram resultados bastante satisfatórios porém o uso dessa metodologia para casos mais complexos ainda é considerado desafiador.

(DEBONIS, 2022) realizou uma simulação LES utilizando dados anteriores de modelos RANS utilizando um método explícito para estudar o escoamento turbulento em um BFS. As simulações examinaram os detalhes nas regiões de separação e recolamento do escoamento turbulento que surge por causa da presença do degrau na geometria. Os resultados obtidos para o modelo LES previram com precisão o coeficiente de fricção na parede e forneceram tensões de Reynolds bastante precisas.

2.2 Equações governantes

As Equações de Navier Stokes governam o escoamento em um BFS e são formuladas através de leis da equação do momento Eq(3) e equação da continuidade Eq(4) que são apresentadas abaixo.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial j} = -\frac{\partial p}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu \partial u_i}{\rho \partial x_j} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (4)$$

Expressando as quantidades em médias da Reynolds temos que:

$$u_i(x_k, t) = U_i(x_k) + u'(x_k, t). \quad (5)$$

Onde:

$$U_i(x_k) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(x_k, t) dt, \quad (6)$$

Substituindo a Eq. (5) na Eq. (3) temos:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu \partial U_i}{\rho \partial x_j} \right) + \frac{\partial (-\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j}. \quad (7)$$

Na Eq(7) surge um novo termo denominado tensor de tensão de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$. Para resolver este termo é usado a hipótese de Boussinesq sugerida por (BOUSSINESQ, 1877), para casos com escoamentos incompressíveis, e é dado pela Eq. 8:

$$\overline{u_i' u_j'} = -\frac{2}{3} k \delta_{ij} + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (8)$$

onde ν_t representa a viscosidade turbulenta e k representa a energia cinética turbulenta. Como nosso problema de estudo se trata de um caso que envolve gradientes de pressão adversos será usado os modelos $k - \varepsilon$ e SST $\kappa - \omega$ para entender o comportamento que cada modelo terá na região próximo a parede. Porém nesses casos o modelo mais indicado para esse tipo de problema é o SST $\kappa - \omega$ (MENTER, 1994). Os dois modelos modelos serão apresentados nas seções subsequentes.

2.3 Fluidodinâmica Computacional

A dinâmica dos fluidos computacional da sigla em inglês CFD é a análise de sistemas que envolvem escoamento de fluidos, transferência de calor e fenômenos associados, tais como reações químicas por meio de simulação computadorizada. A técnica é muito poderosa e abrange uma ampla gama de áreas de aplicação industrial e não-industrial (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Existem diferentes métodos numéricos para incluir os efeitos da turbulência em um escoamento ao solucionar as equações de Navier-Stokes (DAVIDSON, 2015). Dentre esses métodos cabe mencionar:

- Simulação Numérica Direta (DNS): resolve todas escalas de turbulência do escoamento, sem a utilização de modelos de parametrização, e realiza o processo da discretização das equações diretamente. A simulação utilizando DNS exige um elevado custo computacional.
- Simulação dos Grandes Turbilhões (LES) : resolve as maiores estruturas usando equações filtradas e só é a modelagem das pequenas estruturas. Visto que estas são mais homogêneas e isotrópicas (SILVEIRA-NETO, 2003). A escala das pequenas estruturas é determinada pela dimensão da malha usada para a solução das equações filtradas, portanto a largura do filtro se torna função da malha. Consequentemente, as estruturas turbulentas menores em relação a resolução da malha são modeladas usando modelos sub-malha (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Por ser filosoficamente mais próxima a DNS têm sido largamente usados para casos de escoamentos com baixos números de Reynolds.
- RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes): decompõe as variáveis dependentes da equação de Navier-Stokes em componentes flutuantes e componentes filtradas, e depois filtra todos os termos (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Para resolver o problema de fechamento da equação de Navier-Stokes são utilizados modelos de turbulência. Dentre os três mencionados, é o que menos exige um elevado custo computacional e vem ganhando grande adesão em simulações realizadas em ambientes industriais.

2.4 Modelos de Turbulência

A modelagem da turbulência nesse trabalho foi realizada utilizando o modelo de Equações Médias de Reynolds (tradução livre do inglês “Reynolds-averaged Navier–Stokes” - RANS). Esses modelos tem como objetivo realizar parametrização adequada das tensões de cisalhamento, e por isso são conhecidos como Modelos de transporte por tensão de cisalhamento (SST, do inglês “*Menter’s Shear Stress Transport Turbulence Model*”).

A aproximação de Boussinesq (Eq. (8)), parametriza os tensões cisalhantes, ou fluxos de momentum turbulentos, como sendo proporcional ao gradiente de velocidade e em termos da viscosidade turbulenta (ν_t) do escoamento. Dessa forma, determinação de ν_t é o grande desafio dos modelos RANS. Apesar de existirem diferentes parametrizações para a determinação da viscosidade turbulenta, duas parametrizações são amplamente utilizadas na mecânica dos fluídos computacional que são: parametrizações $k - \varepsilon$ e $k - \omega$.

Em ambos os modelos a viscosidade turbulenta, ou difusividade turbulenta, é determinada como uma função da energia cinética turbulenta do escoamento (k), da seguinte forma:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (9)$$

e

$$\nu_t = \frac{k}{\omega}. \quad (10)$$

Nas equações acima C_μ é uma constante, ε é a taxa de dissipação viscosa de energia cinética turbulenta e ω é a taxa de dissipação específica de energia cinética turbulenta que é transformada especificamente em energia na forma de calor.

Em ambos os modelos são necessárias duas equações prognósticas para determinar o comportamento de k e ε (Modelo $k - \varepsilon$, Eq. (9)) ou ω (Modelo $k - \omega$, Eq. (10)). Neste trabalho, as simulações que serão apresentadas serão realizadas utilizando o modelo $k - \varepsilon$ e o SST $k - \omega$ para fins de comparação visto que este último modelo é o mais indicado para escoamentos próximos à parede e também para casos que envolvem gradientes de pressão adversos, que é o nosso caso de estudo.

3 METODOLOGIA

Nesta seção serão apresentadas as equações governantes de cada modelo, condições de contorno e ferramentas computacionais utilizadas para realização da simulação.

3.1 Modelo κ - ε Padrão

O modelo κ - ε também denominado modelo κ - ε padrão foi originalmente proposto por (LAUNDER; SPALDING, 1974). Nesse modelo os autores assumem que as tensões de Reynolds são proporcionais aos gradientes de velocidade média, porém levando-se em consideração que a viscosidade turbulenta (Eq 13) como constante de proporcionalidade para o modelo. A energia cinética turbulenta k e sua taxa de dissipação ε são obtidos por meio das seguintes equações (11) e (12).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + P_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P_k + C_{3\varepsilon} P_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (12)$$

Onde P_k representa a taxa de geração de energia cinética turbulenta que surge devido aos gradientes médios de velocidade, P_b representa a geração de energia cinética turbulenta que surge devido a empuxo, e Y_m representa a dilatação turbulenta compressiva que contribui para a taxa de dissipação geral. S_ε e S_k são termos de fonte definidos pelo usuário.

σ_ε e σ_k são os números de Prandtl para a energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação. Estas constantes foram encontradas de forma experimental e são definidas da seguinte forma: $\sigma_\varepsilon = 1$; $\sigma_k = 1,3$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (13)$$

P_k é a taxa de produção de energia cinética turbulenta e P_b é a geração de energia cinética turbulenta por efeitos de empuxo, definidos pelas equações (15 e 16) abaixo:

$$P_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (14)$$

$$P_k = \mu_t S^2 \quad (15)$$

$$P_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (16)$$

O módulo de tensão média de deformação, S , é definido como:

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (17)$$

$C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ e C_μ , são constantes que também foram determinadas de forma experimental e têm os seguintes valores: $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$ e $C_\mu = 0,09$

3.2 Modelo SST κ - ω

O modelo SST $k - \omega$ foi proposto por (MENTER, 1994) com o objetivo de eliminar a dependência que o modelo $k - \omega$ padrão apresenta em relação às condições de fronteira. A variável ω é reescrita para que numa mudança de variável seja possível recuperar a equação de ε do modelo $k - \varepsilon$ se $y \rightarrow \infty$. Portanto, o modelo SST ω se comporta como $k - \varepsilon$ próximo a parede do domínio e como $k - \omega$ ao se afastar da parede. Porém essa propriedade só funciona se a malha é refinada o suficiente na região da parede, permitindo assim que as células discretizem a subcamada viscosa.

As equações de transporte do modelo SST $k - \omega$ (MENTER; KUNTZ; LANGTRY, 2003) são descritas abaixo:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i k)}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \rho \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (18)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \rho \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (19)$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (20)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right) \quad (21)$$

Onde a Eq. (20) caracteriza o modelo. Quando F_1 tende a 0 indica um modelo dominado pelo modelo de turbulência $k - \varepsilon$. Quando F_1 tende a 1 indica um modelo $k - \omega$. A viscosidade turbulenta é calculada usando a seguinte equação:

$$\mu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, SF_2)} \quad (22)$$

onde S é o invariante do tensor taxa de deformação e F_2 é uma função de hibridação, descrita por:

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right] \right\}^4 \quad (23)$$

Aplicando o limitador no termo P_k para prevenir o excesso de energia transferida em regiões de estagnação obteremos:

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10\beta^* \rho k \omega); P_k = \mu_t S^2; S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}; S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (24)$$

Todas as constantes são calculadas por meio da hibridação entre as constantes correspondentes dos modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ (MENTER; KUNTZ; LANGTRY, 2003). O procedimento é realizado através das relações da seguinte forma:

$$\alpha = \alpha_1 F_1 + \alpha_2 (1 - F_1) \quad (25)$$

As constantes para o modelo de turbulência SST $k - \omega$ são mostradas na tabela abaixo:

Tabela 1 – Constantes para o modelo de turbulência SST $k - \omega$

Variável	Valor
α_1	$\frac{5}{9}$
β_1	$\frac{3}{40}$
α_2	0.44
β_2	0,0828
β^*	$\frac{9}{100}$
σ_{k1}	0,85
σ_{k2}	1
$\sigma_{\omega 1}$	0,85
$\sigma_{\omega 2}$	1

Fonte: Autor (2022)

3.3 OpenFOAM

OpenFOAM® é um conjunto de algoritmos empacotados feitos em linguagem C++ utilizados por milhares de pessoas na academia e na indústria e tem como objetivo a criação de ferramentas para análise numérica completa de problemas da mecânica do contínuo, que inclui o pré e pós processamento dos dados. OpenFOAM® significa Open Source Field Operation (CHEN et al., 2014), é um software livre desenvolvido de forma colaborativa por um número grande de pesquisadores de todo o mundo. Os usuários têm a liberdade de poder copiar, modificar, e redistribuir de forma gratuita.

O programa completo pode ser encontrado no site oficial do www.openfoam.com. Ele pode ser instalado em qualquer sistema operacional, porém se recomenda seu uso em sistemas operacionais derivados do Linux.

O OpenFOAM® conta com vários manuais para ajudar usuários e desenvolvedores a aprenderem acerca da ferramenta. Dentre esses manuais existe o um “User Guide” onde é apresentado ao usuário o funcionamento geral dos algoritmos e uma análise mais detalhada de cada algoritmo do programa. O “Tutorial Guide” é um compilado de tutorias

que apresentam vários casos resolvidos de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD), que é bastante útil para novos usuários do programa, dentre os tutoriais tem-se casos resolvidos envolvendo simulação numérica de escoamentos incompressíveis, compressíveis, laminares, turbulentos, multifásicos, supersônico, etc. Por fim tem-se o "Programmer's Guide" que apresenta detalhes da implementação dos algoritmos, mostrando ao usuário como poderia contribuir com construções de novos algoritmos.

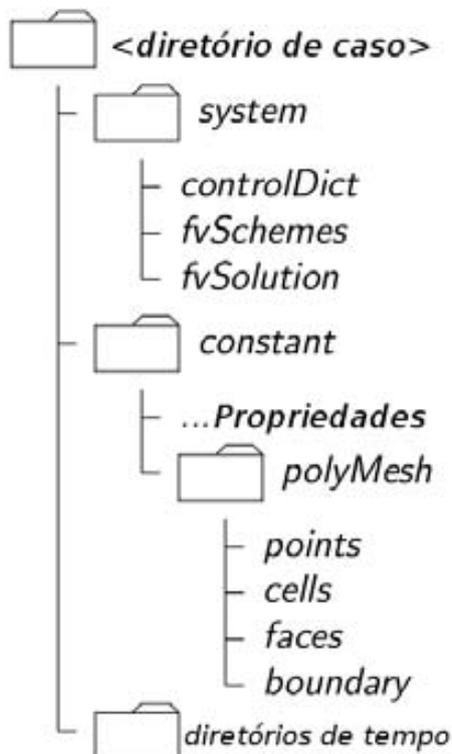
A estrutura básica para cada simulação realizada no OpenFOAM® é organizada em um diretório principal que é composto por três subdiretórios denominados por "system", "constant" e "time directories" (OPENFOAM, 2021).

Dentro do diretório "system" encontra-se os algoritmos que serão utilizados no cálculo numérico, como os algoritmos de discretização, controle, tolerância, convergência e solução de equações. No diretório "constant" encontra-se todos os arquivos relacionados a geometria, malha, topologia e as propriedades físicas do meio. Dentro do diretório "time directories" encontra-se todos os arquivos relacionados aos campos escalares, vetoriais e tensoriais caso existam, dentro do subdiretório denominado "0" deve-se alocar entre outros os arquivos referentes aos valores iniciais da velocidade, pressão e suas condições de contorno. Após concluída a simulação, o pós-processamento é iniciada se criando o subdiretório denominado por "PostProcessing", onde são registradas as propriedades calculadas em cada iteração.

A estrutura organizacional básica de um caso em OpenFOAM® encontra-se representada na Fig 4.

Os algoritmos do OpenFOAM® são todos baseados na técnica de volumes finitos clássica, e com uma grande variedade de opções para o tratamento da linearização e resolução de equações matriciais.

Figura 4 – Estrutura organizacional básica de um caso no OpenFOAM®.



Fonte: Adaptado de (OPENFOAM, 2021)

3.4 ParaView

Paraview é uma aplicação de código aberto para visualização de conjuntos de dados bidimensionais e tridimensionais. O Paraview pode tratar um número de dados bastante variado, dependendo apenas da arquitetura em que a aplicação é executada.

O software suporta arquiteturas de apenas um único processador a supercomputadores de memória distribuída de múltiplos processadores ou clusters de estações de trabalho. Utilizando uma máquina paralela, o Paraview pode processar dados em conjunto de dados em paralelo e mais tarde juntar os resultados. Até o momento, o Paraview tem demonstrado capacidade para processar milhares de milhões de células não estruturadas e a processar de 100.000 núcleos de processamento (MORELAND, 2013).

O software contém muitos recursos conceituais que o colocam à frente de outros softwares de visualização científica, cabe destacar os seguintes:

- Software de código aberto, escalável e multiplataforma.
- Suporte para modelos de computação distribuídos para processar grandes conjuntos

de dados.

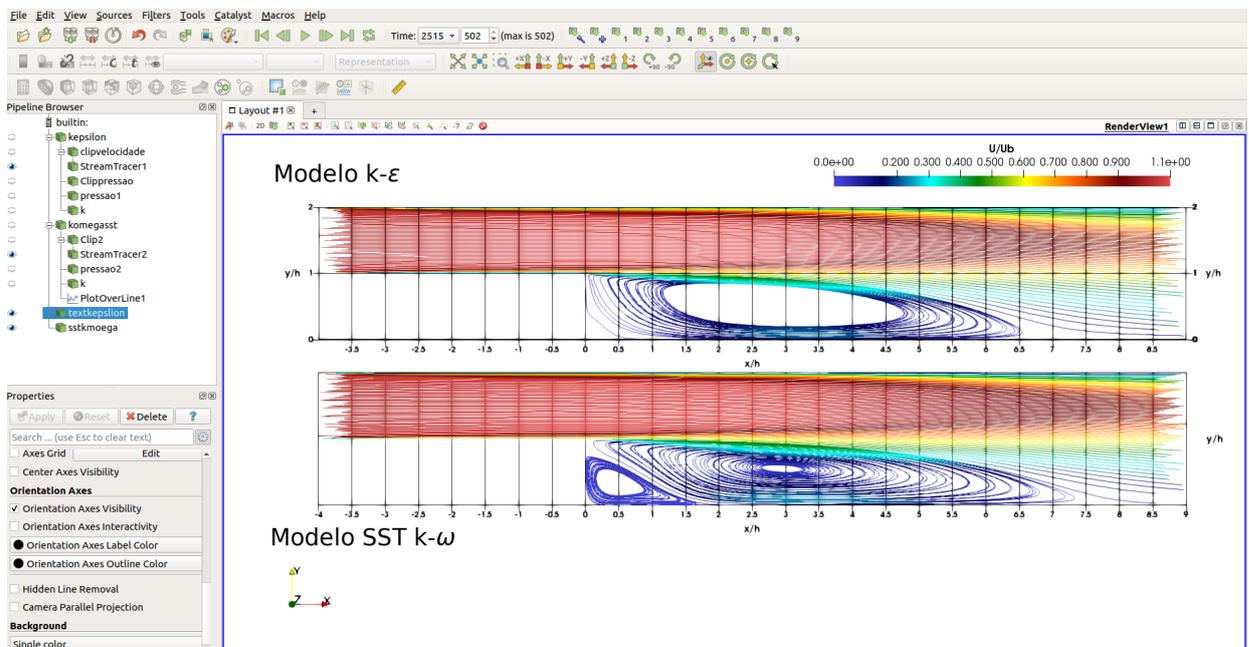
- Uma interface de utilizador aberta, flexível, e intuitiva.
- Uma arquitetura extensível, modular, baseada em padrões de projeto livre.
- Uma licença flexível BSD 3-clause.
- Manutenção e suporte comercial.

Dentro do Paraview existe uma ferramenta denominada de VTK que fornece os algoritmos básicos de visualização e renderização. O VTK incorpora várias outras bibliotecas para fornecer funcionalidades básicas, tais como renderização, processamento paralelo, carregamento e exportação de ficheiros e renderização paralela.

Seu uso é bastante extenso e é usado por muitos académicos, governos e na indústria em todo mundo. Por ser um software livre é impossível saber com exatidão quantos utilizadores usam, porém o número de downloads registrado por ano é 100.000 downloads (MORELAND, 2013).

O Paraview pode ser utilizado junto com o OpenFOAM® para realização do pós-processamento dos dados. A imagem 5 abaixo apresenta de forma ilustrativa a interface do Paraview.

Figura 5 – Representação da área de trabalho do Paraview.



Fonte: Autor (2022)

3.5 Condições iniciais e de contorno

Para a realização deste trabalho, foi utilizado o OpenFOAM® versão 7, que como mencionado anteriormente faz a integração das equações de Navier Stokes da conservação e usa o método de volumes finitos para o processo de discretização das equações.

As condições iniciais aplicadas na simulação se baseiam no estudo realizado por (KOPERA et al., 2011). O estudo se baseia no escoamento turbulento em um degrau descendente utilizando as equações de Navier-Stokes. No referido estudo foi utilizada uma razão de expansão $ER = 2$ e o número de Reynolds que foi calculada em função da altura do degrau e da velocidade média na entrada do escoamento, é de $Re = 9000$. Desse modo as condições iniciais adotadas neste trabalho para a simulação são: $Re = 9000$, $U_b = 1$ e $E_r = 2$.

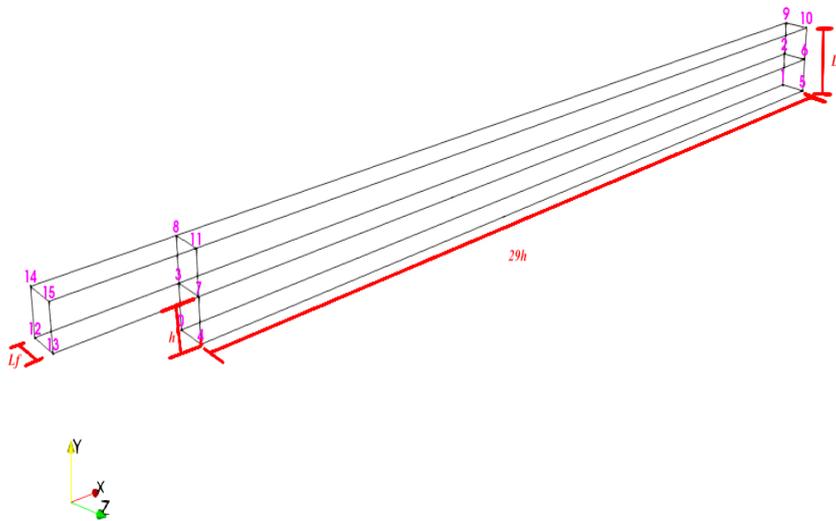
O solver que utilizou-se para realização da simulação é o PimpleFoam recomendado para casos com escoamento incompressíveis, estacionários, laminar ou turbulento para fluidos Newtonianos ou não Newtonianos.

O modelo de Equações Médias de Reynolds (tradução livre do inglês “Reynolds-averaged Navier–Stokes” - RANS) que calcula apenas o campo médio da velocidade em um escoamento estável, foi escolhido por não exigir o um elevado custo computacional.

Na resolução das equações o solver utiliza o algoritmo PIMPLE, que permite utilizar números de Courant altos. O passo de tempo foi calculado utilizando a menor distância entre as células na direção x e y da malha. Com esses dois valores calculados selecionou-se o menor valor e calculou-se o passo de tempo $\delta t = 0.5 \cdot d_s / U_b$ onde d_s é o menor valor entre as células na direção x e y da malha e U_b é a velocidade média na entrada do escoamento. Para o cálculo do tempo final de simulação utilizou-se o tempo unitário que é necessário para percorrer um h . Portanto o tempo final da simulação foi definido em $t_f = 500 \cdot t_b$ onde $t_b = h / U_b$ e h é a altura do degrau. Multiplicou-se o tempo unitário por 500s para permitir que haja convergência do algoritmo; chegou-se nesse valor após várias tentativas.

Um dos estudos utilizando CFD de grande relevância e completos acerca do escoamento sobre degrau descendente foi conduzido por (KOPERA et al., 2011), utilizando simulação direta (DNS), onde esse presente trabalho se baseia para criação da geometria e malha utilizadas na simulação, como pode ser visto na Fig(6) abaixo. A entrada tem largura $L_f = 4h$ e altura de h enquanto que a saída apresenta comprimento $L_r = 29h$ e altura $H = 2h$, onde h_t é a altura do degrau.

Figura 6 – Geometria construída para simulação



Fonte: Autor (2022).

Desse modo o domínio da geometria é expresso por: $\Phi : (x, y) \in [-4, 29 \cdot h_t] \times [0, 2 \cdot h_t]$.

Com a geometria construída foi possível gerar a malha como é visto na Fig 7, considerando um caso bidimensional. Os dados da malha encontram-se na Tabela 2.

Analisando os dados contidos na Tabela 2, Percebe-se que o domínio está discretizado em 165442 células.

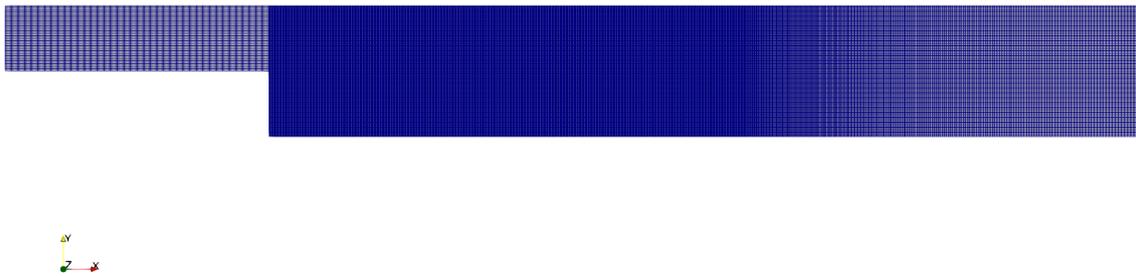
Na Fig 8 é apresentada as condições de contorno para a simulação construída com modelagem RANS neste trabalho.

Tabela 2 – Dados da malha

Dimensão	Nº de volumes
x - L = 29h	2068
y - H = 2h	80
z - W = 1	1

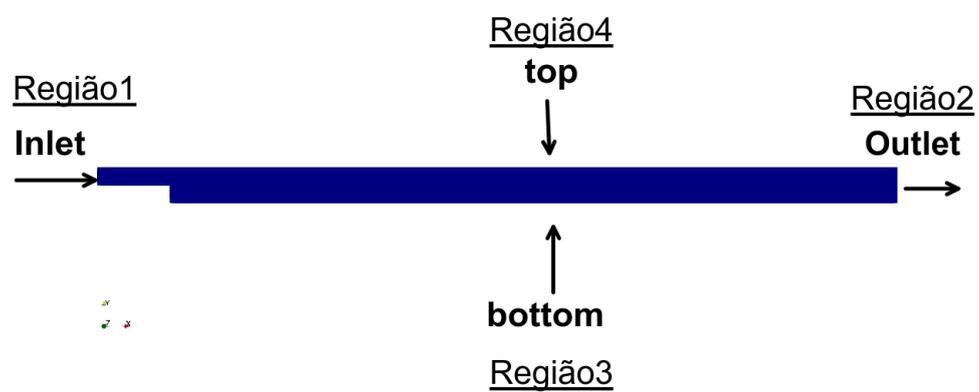
Fonte: Autor (2022)

Figura 7 – Malha gerada



Fonte: Autor (2022).

Figura 8 – Condições de contorno do problema



Fonte: Autor (2022).

As terminologias inlet, outlet, top e bottom apresentadas na Fig 8 dizem respeito as regiões onde foram aplicadas as condições de contorno no domínio. Onde inlet e outlet representam a entrada e saída do escoamento respectivamente. Enquanto que os termos bottom e top representam as paredes inferior e superior do domínio.

A região 1 mostrada na Fig 8, denominada de *inlet*, representa a entrada do escoamento, onde foi definido um valor para velocidade na direção do escoamento, sendo que o valor da velocidade na direção y é nulo. Assumiu-se que o escoamento é bidimensional, monofásico, isotérmico, turbulento e tratado em regime transiente.

Portanto, a velocidade média de entrada é definida pela Eq 26 abaixo.

$$U_b = \frac{R_e \cdot \nu}{h} \quad (26)$$

Como já mencionado anteriormente o número de Reynolds foi definido como $R_e = 9000$, a viscosidade cinemática é igual a $\nu = 1.11 \cdot 10^{-4}$ e h é a altura do degrau sendo o comprimento característico. O valor da intensidade turbulenta (T_i) foi estimado em $5\%U_b$, e a taxa de viscosidade turbulenta em 10 (KOPERA et al., 2009). Desse modo o valor da energia cinética turbulenta k e ω é dado pelas seguintes equações:

$$k = \frac{3}{2} (U_b \cdot T_i)^2 \quad (27)$$

$$\varepsilon = \frac{0,164 \cdot k^{1.5}}{0,07 \cdot L} \quad (28)$$

$$\omega = \frac{\varepsilon}{k} \quad (29)$$

Substituindo T_i e U_b na Eq 27 e k na Eq 28 têm-se $k = 0.003750 \cdot 10^{-4}$, $\omega = 3.378$ e $\varepsilon = 1,140 \cdot 10^{-3}$.

As paredes *top* e *bottom* foram definidas com condições de fronteira de não deslizamento, portanto a velocidade nas duas paredes é nula.

Na região *outlet* foi imposta uma condição de escoamento plenamente desenvolvido, ou seja, não há mais variação do campo de velocidade na direção do escoamento para tal é imposto uma condição de gradiente nulo.

Observando a Fig 7 pode-se perceber que na região próxima ao degrau aplicou-se um refinamento bastante acentuado, se comparada com o refinamento na região de entrada. Isso acontece porque foi usado a ferramenta SimpleGrading do OpenFOAM® para realizar um espaçamento mais pequeno nesta região visto que sem esse refinamento se perderiam propriedades importantes, como o coeficiente de atrito e a espessura de momento.

Na Fig 9 é apresentado com mais detalhes esse refinamento aplicado no degrau e na tabela 3 é mostrado um resumo com as condições de contornos aplicadas em cada região para os dois modelos.

Figura 9 – Malha próxima a região próxima do degrau.

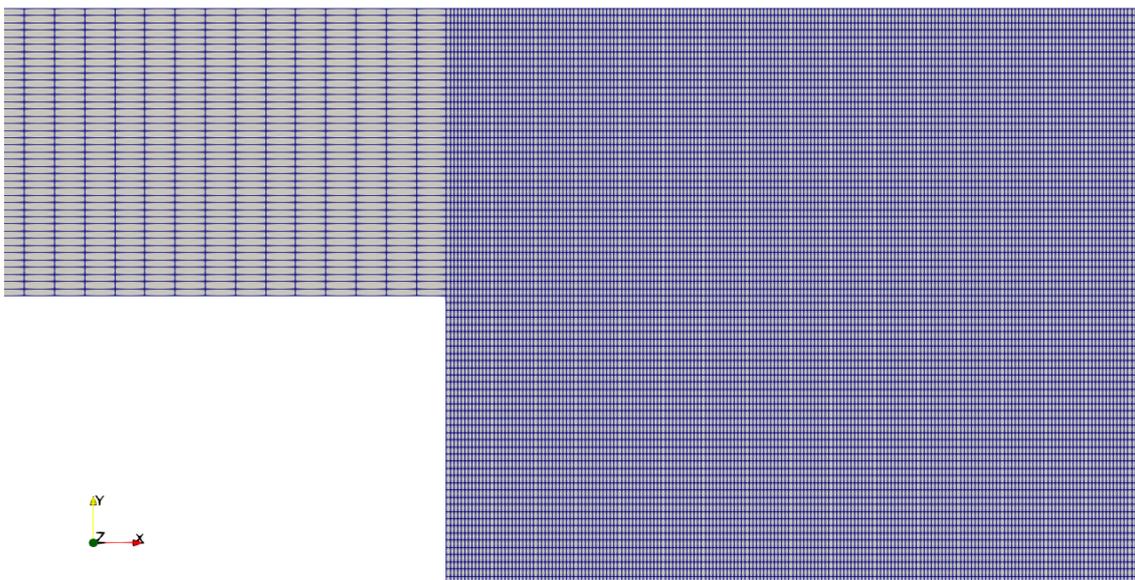


Tabela 3 – Condições de contornos aplicadas em cada região.

Parâmetro	Inlet	outlet	top	bottom	frontAndBack
Velocidade [m/s]	1	Zero Gradient	No slip	No slip	empty
Pressão [Pa]	Zero Gradient	0	Zero Gradient	Zero Gradient	empty
$k [m^2/s^2]$	0.00375	Zero Gradient	Wall Function	Wall Function	empty
$\omega [s^{-1}]$	3.378	Zero Gradient	Wall Function	Wall Function	empty
$\varepsilon [m^2/s^{-3}]$	0.001140	Zero Gradient	Wall Function	Wall Function	empty

Fonte: Autor (2022)

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Foram realizadas simulações 2D para os modelos de turbulência SST $k - \omega$ e $\kappa - \varepsilon$, usando as condições de contorno apresentadas na seção 3.5. Todos os resultados apresentados a seguir, foram obtidos no instante de tempo $t = 500s$ da simulação para os dois modelos. Após o término das simulações foi realizado o pós-processamento utilizando a ferramenta Paraview para obtenção dos perfis e gráficos.

Para validação dos resultados obtidos realizou-se a comparação dos valores obtidos para os dois modelos com os valores obtidos nos estudos de (KOPERA et al., 2011) e (WANG; WU; ZHU, 2019).

Os resultados obtidos para o comprimento de recolamento foram comparados com os valores encontrados na literatura e compilados na tabela 4. Para os perfis de velocidade foi feita a comparação com os valores encontrados por (KOPERA et al., 2011). Enquanto que os contornos para o energia cinética turbulenta foram comparados com os resultados de (WANG; WU; ZHU, 2019). E por fim o coeficiente de pressão foi comparado com os perfis obtidos por e (KOPERA et al., 2011).

4.1 Comprimento De Recolamento

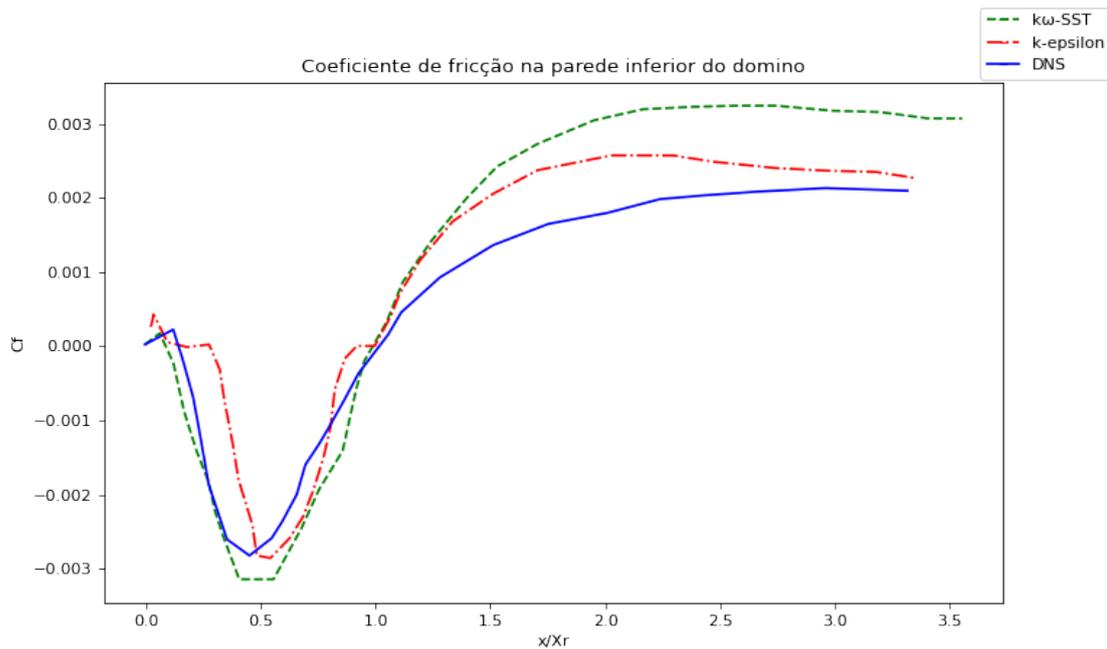
O comprimento de recolamento (X_r) é definido como a posição em que ocorre o recolamento depois da separação e a recirculação do escoamento, nos estudos de escoamentos sobre um degrau descendente é uma das características características mais importantes. Nesse trabalho (X_r) foi calculado usando a curva do coeficiente de atrito na parte inferior do domínio usando a equação (30) abaixo, uma vez que o valor se torna nulo. Essa posição é onde se encontra X_r , e confirmou-se visualmente o valor através das contornos de velocidade apresentados nas Fig. (10 e 11) dado que a distância da borda do degrau até o ponto médio da região de recirculação caracteriza o tamanho de X_r .

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_o^2} \quad (30)$$

Onde

$$\tau_w = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (31)$$

Figura 10 – Coeficiente de fricção na parede do domínio



Fonte: Autor (2022).

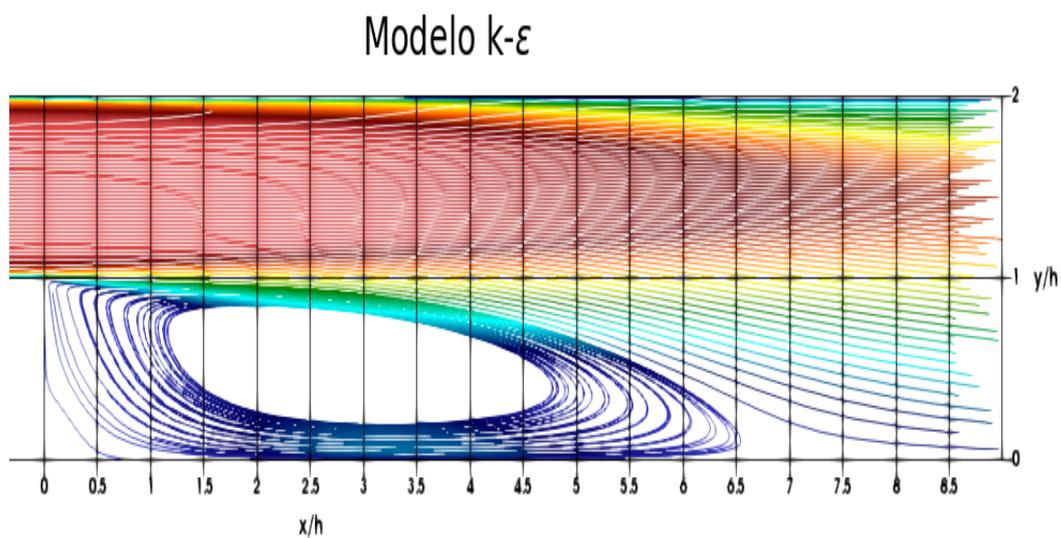
Na Fig. 10 é apresentado o comportamento da curva de coeficiente de atrito obtida na parede inferior do domínio em função da posição do escoamento para os dois modelos RANS usados nesse trabalho. A distância em x foi normalizada através do valor de X_r para fins de comparação com os resultados obtidos por (KOPERA et al., 2011).

Pode se observar pela Fig (10,11,12) que os valores do comprimento de recolocamento é $X_r = 8,0 \cdot h$ e $X_r = 6,25 \cdot h$ para o modelo SST $k - \omega$ e $k - \epsilon$ respectivamente. Os valores encontrados são considerados aceitáveis visto que quando comparados com os valores da simulação DNS realizada por (KOPERA et al., 2011) os valores se encontram próximos a estes que podem ser observados na tabela (4). O valor encontrado para o modelo SST $k - \omega$ se aproxima bastante do valor encontrado pelo modelo DNS, e era esperado que isso acontecesse visto que o modelo SST $k - \omega$ é o mais indicado para casos de escoamento com surgimento de gradientes de pressão adverso e separação do escoamento, como já mencionado neste trabalho ele apresenta melhor tratamento nas regiões próximas à parede quando comparado ao modelo $k - \epsilon$.

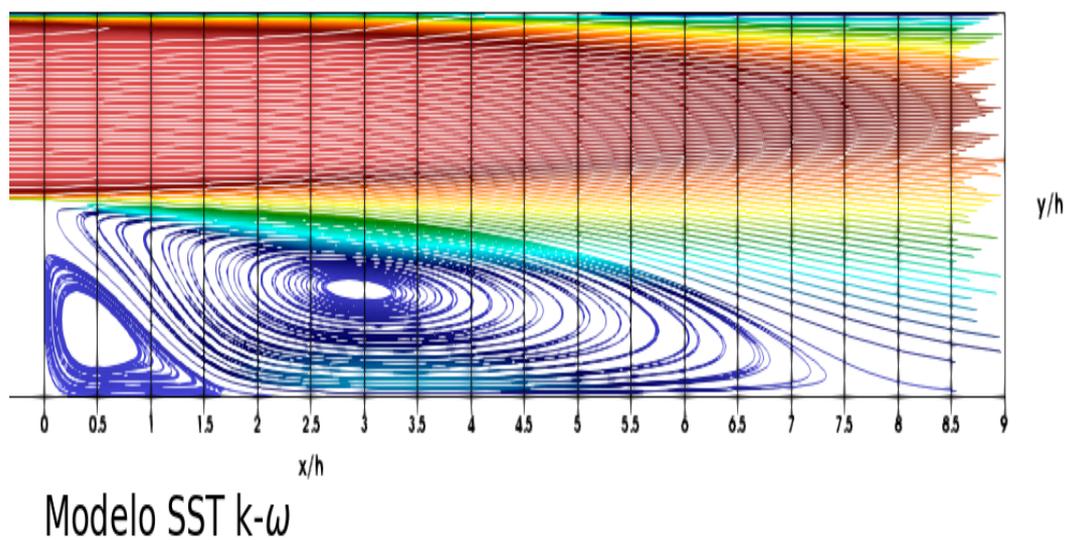
A Fig 11 apresenta com mais detalhes a região de recirculação e a extensão da região de recolamento da camada limite onde conseguimos identificar visualmente o valor de X_r para os dois modelos em estudo.

Figura 11 – Região da zona de recirculação em linhas de corrente

(a) Linhas de corrente Modelo $k - \varepsilon$



(b) Linhas de corrente Modelo SST $k - \omega$



Fonte: Autor (2022).

Na tabela 4 estão dispostos os valores do comprimento de recolamento de estudos similares para fins de comparação. Os valores encontrados nesse presente trabalho para X_r se aproximam dos valores encontrados por estudos realizados por outros autores.

Tabela 4 – Comprimento de recolamento e coeficiente de fricção

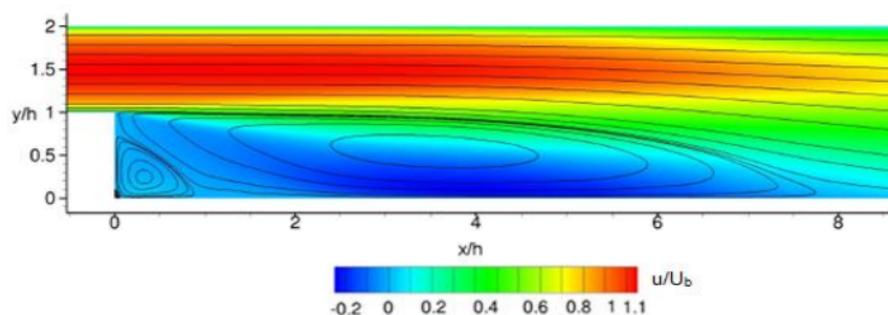
Autor	Modelo	R_e	X_r
(KOPERA et al., 2011)	DNS	9000	8,16h
(DRIVER; SEEGMILLER, 1985)	EXP	5000	5,35h
(TOMS, 2015)	LES	5100	6,05h
(STEVENSON; THOMPSON; CRAIG, 1984)	EXP	176000	7,0h
(ARMALY et al., 1983)	EXP	7200	7,9h
(RATHA; SARKAR, 2015)	$k - \varepsilon$	4400	5,1h
(LE; MOIN; KIM, 1997)	DNS	5100	6,28h
Nesse estudo	$k - \varepsilon$	9000	6,25h
Nesse estudo	SST $k - \omega$	9000	8,0h

Fonte: Autor (2022)

4.2 Perfil Da Velocidade Média

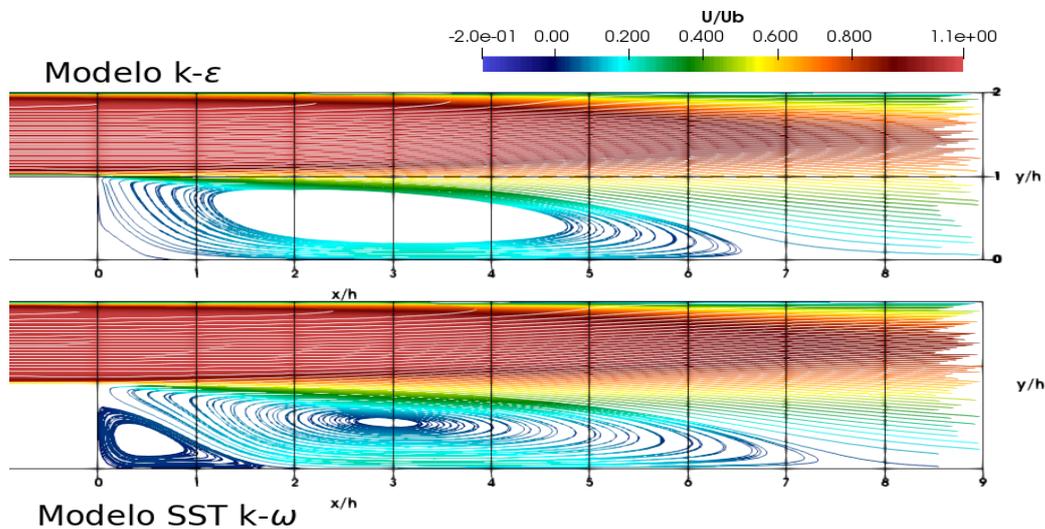
Os contornos de velocidade obtidos por (KOPERA et al., 2011) Fig 12, e os gerados nesse trabalho no pós processamento usando Paraview são mostrados na Fig (13).

Figura 12 – Contorno de velocidade obtido por DNS.



Fonte: ((KOPERA et al., 2011))

Figura 13 – Contorno de velocidade obtido para os dois modelos



Fonte: O Autor

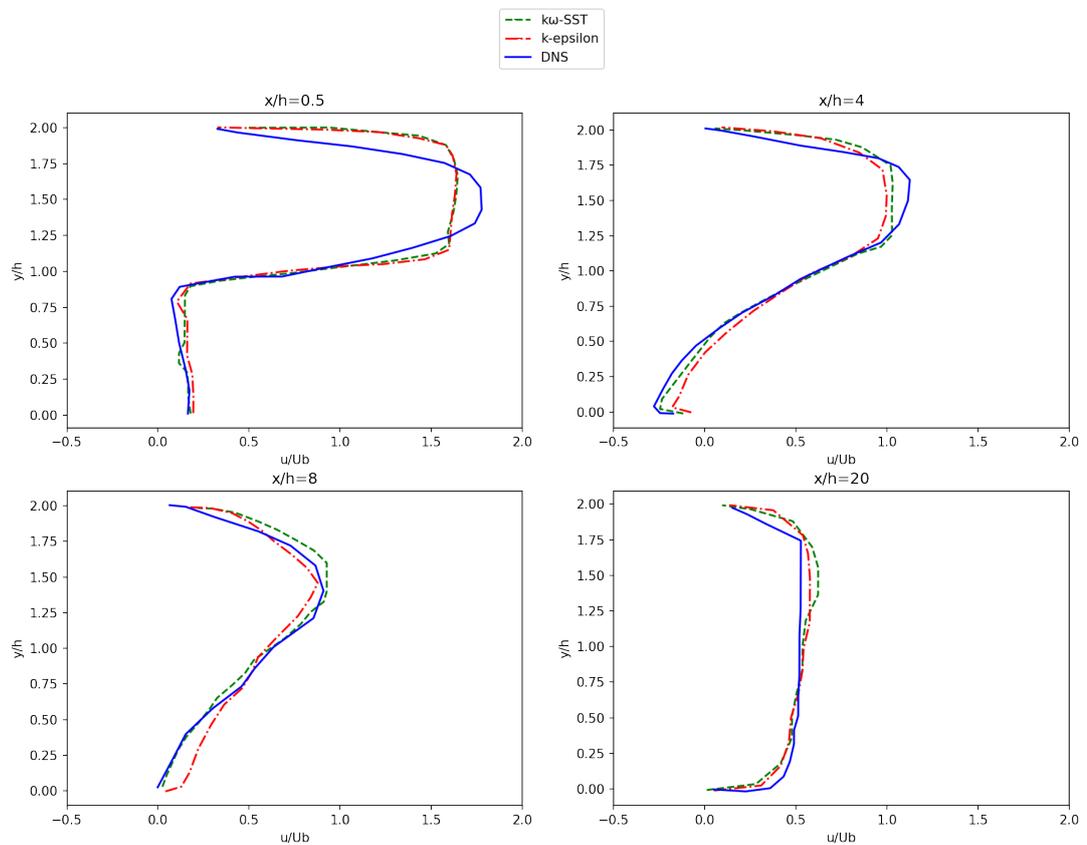
Quando se compara os resultados dos contornos de velocidades obtidos pela simulação Fig (13) com o contorno de velocidade do caso DNS realizado por (KOPERA et al., 2011) mostrado na Fig 12, observa-se que o modelo SST $k - \omega$ teve resultados próximos ao DNS é isso é observado pelo surgimento da segunda bolha de recirculação no modelo SST $k - \omega$ próximo a borda do degrau, algo que no modelo $k - \epsilon$ não é possível observar. E essa melhor performance do modelo SST $k - \omega$ é explicado pelo fato dele ser um aperfeiçoamento dos modelos $k - \epsilon$ e $k - \omega$ (MENTER, 1994).

Constata-se pelas figuras que a medida que o escoamento se desenvolve surgem duas bolhas, uma próxima a aresta do degrau, e a outra na zona de recirculação no modelo SST $k - \omega$; a detecção da primeira bolha é de difícil detecção em simulações numéricas e esse fato confere maior confiabilidade aos resultados obtidos (TOMS, 2015).

Verifica-se também pelos contornos apresentados que o modelo $k - \epsilon$ não apresenta o surgimento da segunda bolha de recirculação próximo ao degrau. Isso é explicado pela incapacidade do modelo de simular escoamentos próximos a parede com surgimento do fenômeno da recirculação e gradientes adversos (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Os perfis de velocidade para as regiões $x/h = 0.5$, $x/h = 4$, $x/h = 8$, e $x/h = 20$ são mostrados abaixo na Fig 14. Constata-se pela figura que a velocidade apresenta valores negativos na região próxima ao degrau ($x/h = 4$) e isto ocorre em todas as curvas apresentadas. Após a posição $x/h = 4$ a velocidade volta a ter valores positivos devido ao fato de todos os modelos começarem a passar pela sua região de recirculação, e por fim na posição $x/h = 20$ a uma estabilização da velocidade em todos os modelos apresentados na Fig 14, convergindo assim com o conceito teórico que após a região de recirculação os efeitos do gradiente adverso de pressão diminuem.

Figura 14 – Perfis de velocidades obtidos para quatro diferentes posições



Fonte: Autor (2022).

4.3 Coeficiente De Pressão

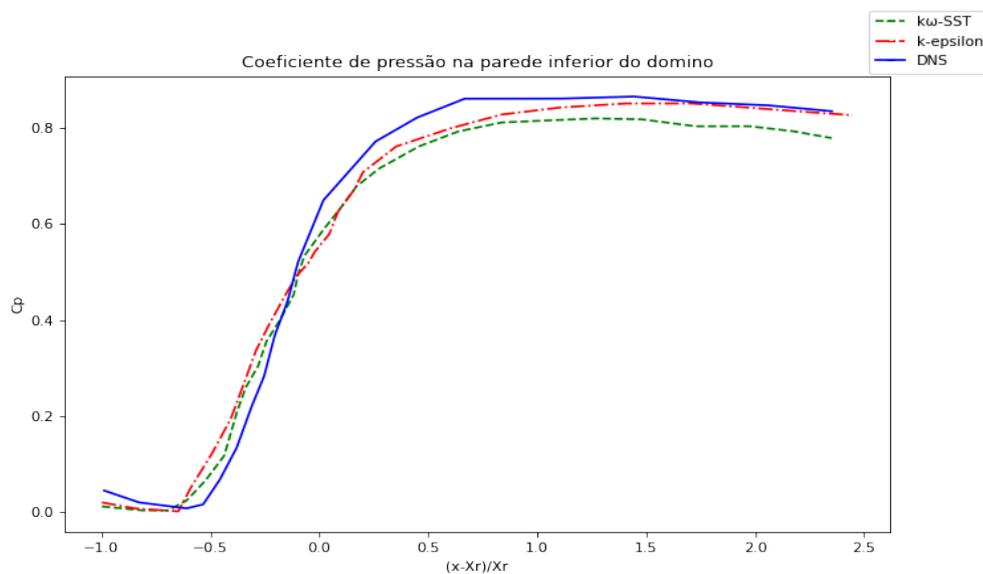
O coeficiente de pressão é definido pela equação abaixo:

$$C_p = \frac{2(P - P_0)}{\rho U_b^2} \quad (32)$$

Onde P é a pressão estática da parede na direção do escoamento e P_0 é a pressão estática de referência na parede medida em $x/h = -4$ e $y = 1.2 \cdot h$ a montante do degrau, e o comprimento do canal foi normalizado utilizando X_r para fins de comparação.

Na Fig 15 é apresentado a curva do coeficiente de pressão para os modelos SST $k - \omega$ e $k - \epsilon$ e do modelo DNS de (KOPERA et al., 2011). O comprimento do canal foi normalizado utilizando X_r para fins de comparação.

Figura 15 – Perfil do coeficiente de pressão obtido na parte inferior da parede



Fonte: Autor (2022).

Observa-se pela Fig 15 que no decorrer do escoamento a uma queda de pressão causada pela região de recirculação que se forma próximo a borda do degrau ($x = 0.5h$ aproximadamente). Verifica-se também que as curvas apresentam comportamento semelhante, e que a partir do ponto $(x - X_r/X_r) \approx 0.7$ em todas as curvas os valores de C_p tendem a estabilizar.

O contorno do coeficiente de pressão C_p da parte inferior do domínio para os dois modelos são apresentados na Fig 16 e a figura Fig 17 apresenta o contorno do C_p do estudo realizado por (KOPERA et al., 2011). Visualiza-se a semelhança entre as figuras e o surgimento do gradiente de pressão nos modelos estudados nesse trabalho. O aumento da pressão estática na direção do escoamento é denominado gradiente de pressão adverso, esse aumento da pressão ocasiona a diminuição da velocidade e da energia cinética visto que essa pressão atua de forma contrária à direção do escoamento como já mencionado em seções anteriores.

Figura 16 – Contorno do coeficiente de pressão obtido obtido na parte inferior da parede para os dois modelos

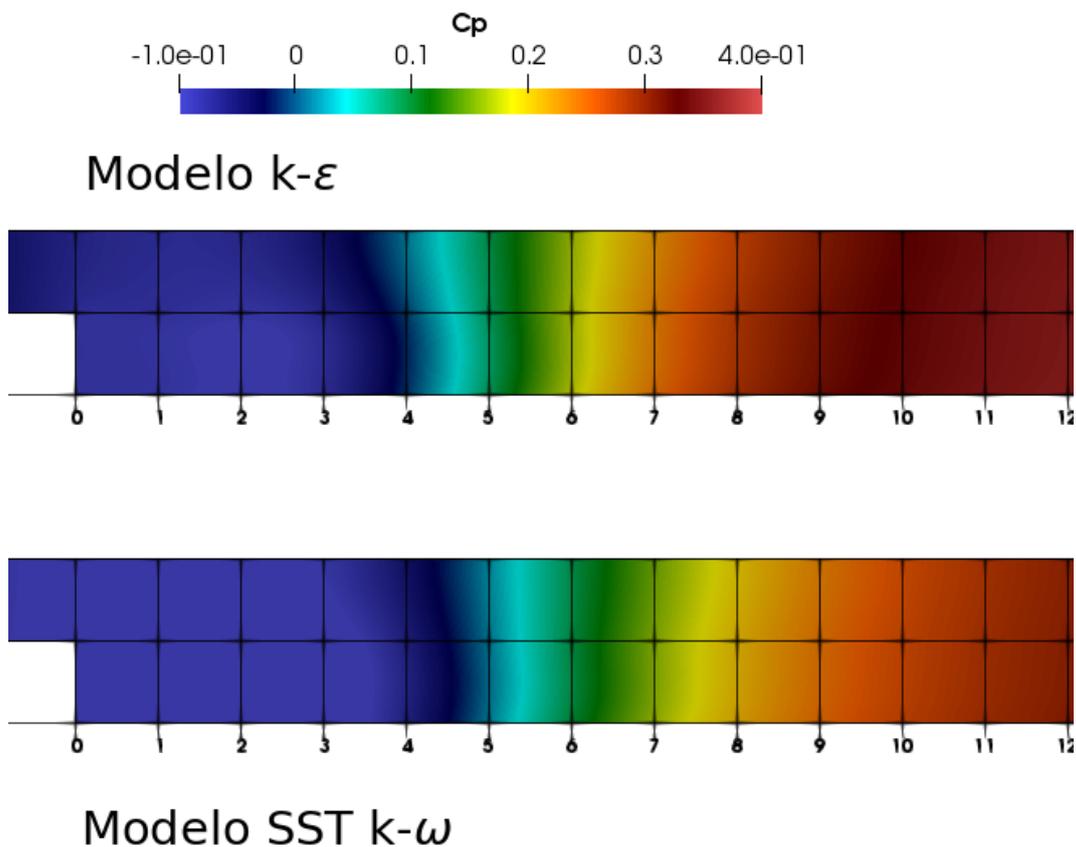
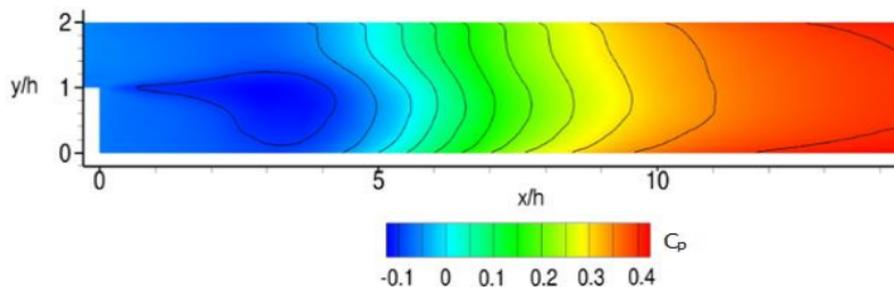


Figura 17 – Contorno do coeficiente de pressão obtido por Kopera



Fonte: (KOPERA et al., 2011).

Em vários estudos realizados é relatado que a uma queda do C_p próximo ao degrau e posteriormente a o aumento acentuado da pressão que acontece antes do ponto de recolamento ((SCARANO; BENOCCI; RIETHMULLER, 1999), (ARMALY et al., 1983)).

Como pode-se se observar na Fig 16 na região próxima ao degrau o modelo SST $k - \omega$ conseguiu captar essa queda que ocorre com a pressão nessa região, fenômeno que acontece também no modelo DNS na Fig 17.

No modelo $k - \epsilon$ o aumento de C_p acontece de $x \approx 5,5h$ até $x \approx 6,2h$ e de $x \approx 6h$ para $x \approx 7,8h$ para o modelo SST $k - \omega$. Depois disso, o coeficiente de pressão permanece relativamente estável no processo de recuperação existindo um aumento de forma gradativa ao decorrer do escoamento, como pode se observar na Fig 16.

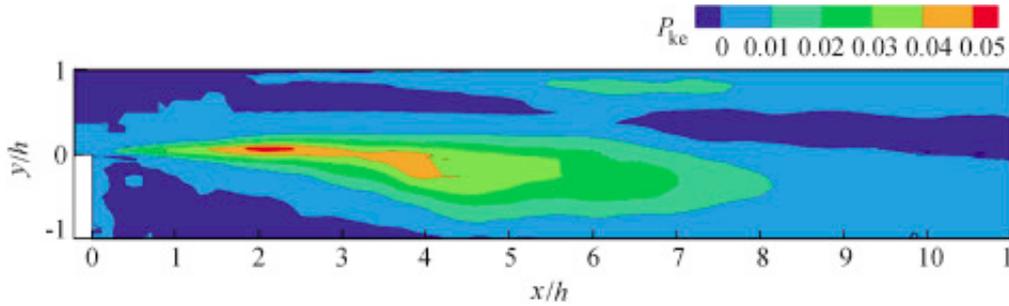
4.4 Energia Cinética Turbulenta

As Fig 18 e 19 mostram a distribuição da energia cinética turbulenta para os modelos SST $k - \omega$, $k - \epsilon$ realizados nesse estudo e para o modelo LES do estudo realizado por (WANG; WU; ZHU, 2019). Como pode ser observado, o comportamento da energia cinética turbulenta é similar para os três casos, visto que os valores máximos ocorrem próximo da metade da altura do domínio aproximadamente.

A energia cinética turbulenta apresenta um comportamento mais uniforme próximo ao final do escoamento porque ela tende ao equilíbrio na zona mais próxima ao canal de saída, como pode ser observado nas Fig 19 e 18. Verificando os contornos visualmente pode-se notar que os valores máximos se encontram em posições afastadas da

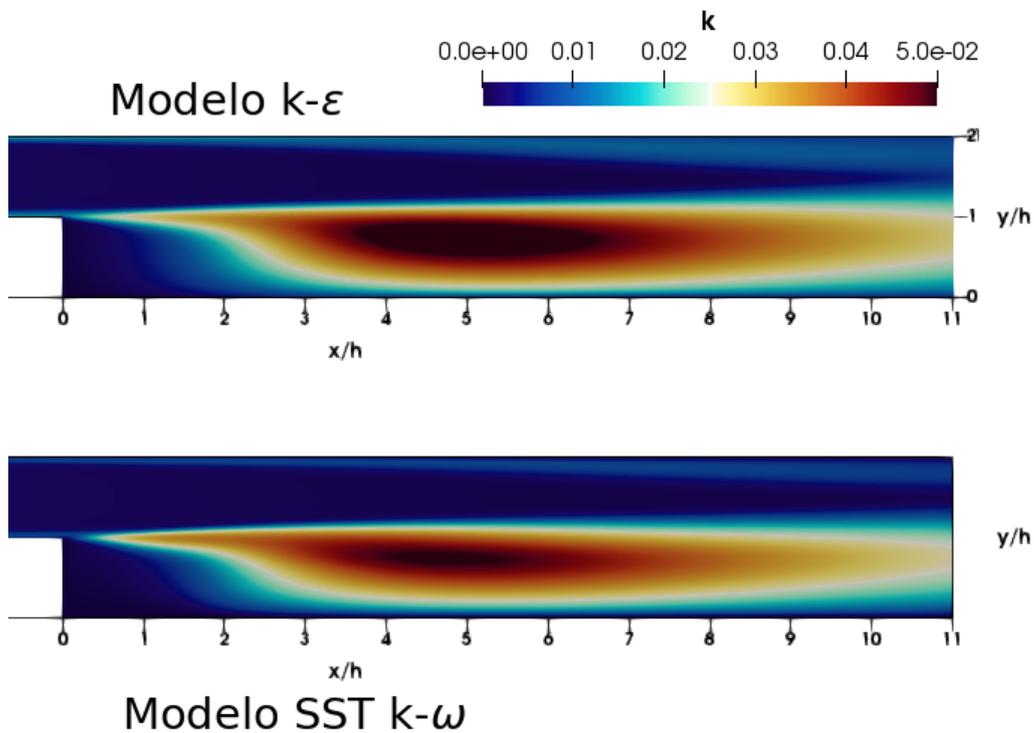
parede, isso se deve pela pouca quantidade de tensão de cisalhamento na região próxima a parede. Os valores máximos de k encontrados para os modelos SST $k-\omega$ e $k-\varepsilon$ foram respectivamente 0,0482 e 0,0497. Enquanto que para o modelo LES do estudo realizado por (WANG; WU; ZHU, 2019) foi de 0.05.

Figura 18 – Energia cinética turbulenta modelo LES (Wang, Wu e Zhu (2019))



Fonte: (WANG; WU; ZHU, 2019).

Figura 19 – Energia cinética turbulenta para os dois modelos



Fonte: Autor (2022).

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho as equações de Navier Stokes foram resolvidas numericamente através da técnica de fluidodinâmica computacional de médias de Reynolds utilizando os modelos de turbulência de duas equações SST $k - \omega$ e $k - \varepsilon$ para simular o escoamento em um BFS. Utilizou-se o solver PimpleFoam do OpenFoam para realização da simulação.

Os perfis e contornos de velocidade, coeficiente de fricção, coeficiente de pressão, energia cinética turbulenta todos eles em relação a altura do degrau foram obtidos. Calculou-se o comprimento de recolamento X_r e foi realizada a validação do resultado obtido comparado com outros resultados encontrados na literatura. Os resultados obtidos usando o modelo SST $k - \omega$ para X_r foram considerados satisfatórios visto que o valor se encontra próximo aos valores relatados por outros autores em estudos anteriores, enquanto que o valor encontrado para o modelo $k - \varepsilon$ subestimou o valor real de X_r .

Em relação aos contornos de velocidade foi possível observar que os vórtices formados na região de descolamento se assemelham com os encontrados na simulação DNS realizadas por (KOPERA et al., 2011) e também observou-se a detecção da primeira bolha de recirculação no modelo SST $k - \omega$ algo difícil de ser detetado em simulações numéricas, fato que não foi observado no modelo $k - \varepsilon$ devido a sua incapacidade de simular escoamentos com gradiente adversos e recirculação.

Os dois modelos RANS utilizados nesse estudo conseguiram prever de forma correta os valores dos coeficiente de atrito, pressão e de energia cinética turbulenta quando comparado com outros valores de estudos anteriores.

A realização desse estudo foi de grande importância para o entendimento dos fenômenos que surgem em escoamentos complexos como as zonas de separação, recirculação e recolamento da camada limite cisalhante causadas por gradiente adverso em escoamentos com mudança brusca brusca de geometria. O trabalho permitiu também ter um entendimento claro acerca das vantagens e deficiências dos modelos SST $k - \omega$ e $k - \varepsilon$. Por fim obteve-se um entendimento maior acerca das ferramentas OpenFOAM e ParaView, ferramentas bastantes úteis para área de fluidodinâmica computacional.

Nos estudos realizados por (NADGE; GOVARDHAN, 2014) demonstram que o comprimento de recolamento (X_r) aumenta com a razão de expansão (E_r). Portanto, uma sugestão para trabalhos futuros é a realização de simulações com diferentes E_r para avaliar a influência desse parâmetro no comprimento de recolamento do escoamento.

REFERÊNCIAS

ABBOTT, D.; KLINE, S. Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps. 1962.

ARMALY, B. F. et al. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. **Journal of fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 127, p. 473–496, 1983.

BOUSSINESQ, J. Theorie de l'écoulement tourbillant. **Mem. Acad. Sci.**, v. 23, p. 46, 1877.

CHEN, G. et al. Openfoam for computational fluid dynamics. **Not. AMS**, v. 61, n. 4, p. 354–363, 2014.

CHEN, L. et al. A review of backward-facing step (bfs) flow mechanisms, heat transfer and control. **Thermal Science and Engineering Progress**, Elsevier, v. 6, p. 194–216, 2018.

DAVIDSON, P. A. **Turbulence: an introduction for scientists and engineers**. [S.l.]: Oxford university press, 2015.

DEBONIS, J. R. A large-eddy simulation of turbulent flow over a backward facing step. In: _____. **AIAA SCITECH 2022 Forum**. [S.l.: s.n.], 2022.

DRIVER, D. M.; SEEGMILLER, H. L. Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow. **AIAA journal**, v. 23, n. 2, p. 163–171, 1985.

EATON, J.; JOHNSTON, J. A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. **AIAA journal**, v. 19, n. 9, p. 1093–1100, 1981.

JUNG, J. **Development of a Fully Coupled Zonal RANS/LES Method for the Simulation of a Turbulent Backward Facing Step Flow**. Tese (Doutorado) — Universitätsbibliothek der RWTH Aachen, 2020.

KIM, J.; KLINE, S.; JOHNSTON, J. Investigation of a reattaching turbulent shear layer: flow over a backward-facing step. 1980.

KOPERA, M. et al. In: . [S.l.: s.n.], 2009.

KOPERA, M. A. et al. **Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step**. Tese (Doutorado) — University of Warwick, 2011.

LAUNDER, B.; SPALDING, D. The numerical computation of turbulent flows. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 3, n. 2, p. 269–289, 1974. ISSN 0045-7825. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0045782574900292>>.

LE, H.; MOIN, P.; KIM, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. **Journal of fluid mechanics**, Cambridge University Press, v. 330, p. 349–374, 1997.

MA, X.; SCHRÖDER, A. Analysis of flapping motion of reattaching shear layer behind a two-dimensional backward-facing step. **Physics of Fluids**, AIP Publishing LLC, v. 29, n. 11, p. 115104, 2017.

MALISKA, C. R. Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional. **2ª Edição–2004. LTC**, 2004. 474 p.

MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. **AIAA journal**, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.

MENTER, F. R.; KUNTZ, M.; LANGTRY, R. Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. **Turbulence, heat and mass transfer**, v. 4, n. 1, p. 625–632, 2003.

MORELAND, K. The paraview tutorial. **Sandia National Laboratories, Tech. Rep. SAND**, 2013.

NADGE, P. M.; GOVARDHAN, R. High reynolds number flow over a backward-facing step: structure of the mean separation bubble. **Experiments in fluids**, Springer, v. 55, n. 1, p. 1–22, 2014.

NEUMANN, J.; WENGLER, H. Dns and les of passively controlled turbulent backward-facing step flow. **Flow, turbulence and Combustion**, Springer, v. 71, n. 1, p. 297–310, 2003.

OPENFOAM. **OpenFOAM:OpenFOAM v9 User Guide: 4.1 File structure of OpenFOAM cases**. 2021. <<https://cfd.direct/openfoam/user-guide/v9-case-file-structure/#x16-1220004.1>>. Accessed: 28-12-2021.

PONT-VÍLCHEZ, A. et al. Direct numerical simulation of backward-facing step flow at and expansion ratio 2. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 863, p. 341–363, 2019.

RATHA, D.; SARKAR, A. Analysis of flow over backward facing step with transition. **Frontiers of Structural and Civil Engineering**, Springer, v. 9, n. 1, p. 71–81, 2015.

SCARANO, F.; BENOCCI, C.; RIETHMULLER, M. Pattern recognition analysis of the turbulent flow past a backward facing step. **Physics of Fluids**, American Institute of Physics, v. 11, n. 12, p. 3808–3818, 1999.

SILVEIRA-NETO, A. **Introdução Turbulência dos Fluidos, Apostila do Curso de Pós-Graduação em Eng. Mecânica**. [S.l.], 2003.

STEVENSON, W.; THOMPSON, H.; CRAIG, R. Laser velocimeter measurements in highly turbulent recirculating flows. 1984.

TOMS, B. Large-eddy simulation of flow over a backward facing step: assessment of inflow boundary conditions, eddy viscosity models, and wall functions. **Journal of Applied Mechanical Engineering**, v. 4, n. 03, p. 1000169, 2015.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method**. [S.l.]: Pearson education, 2007.

WANG, F.-f.; WU, S.-q.; ZHU, S.-l. Numerical simulation of flow separation over a backward-facing step with high reynolds number. **Water Science and Engineering**, Elsevier, v. 12, n. 2, p. 145–154, 2019.

WU, J. et al. Machine learning based reynolds averaged simulation of backward-facing step flows at different reynolds numbers. **Modern Physics Letters B**, v. 35, n. 25, p. 2150430, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1142/S0217984921504303>>.